www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

13e JAARGANG No. 6, blz. 145-180 JUNI 1951

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

## DE GETROKKEN CONDENSATOR EN ANDERE SAMENGESTELDE TREKPRODUCTEN

door J. L. H. JONKER en P. W. HAAIJMAN. 621.319.4:621.396.6:621.771.31

*Het streven naar steeds kleinere dimensies voor electrische onderdelen heeft geleid tot een nieuw product, de getrokken condensator, die zowel zeer geringe afmetingen als uitstekende electrische eigenschappen bezit. Dit product wordt gemaakt met behulp van een speciaal trekprocédé. Samen met het magnetische materiaal Ferroxcube maakt de getrokken condensator het bijv. mogelijk bandfilters te construeren die aanzienlijk kleiner zijn dan de tot nu toe in gebruik zijnde filters.*

### De vraag naar kleine condensatoren

Aan electronische apparaten worden met de dag meer en hogere eisen gesteld. Dit heeft tot resultaat dat in bijna elk toestel zeer grote aantallen onderdelen zijn verwerkt, terwijl desondanks in de practijk toestellen van beperkte afmetingen worden verlangd. Wij noemen hier slechts de electronische rekenmachines, met hun duizenden buizen, relais, weerstanden, condensatoren en spoelen, en de moderne militaire electronische apparaten, waar de eis van beperkte afmetingen wel zeer dwingend optreedt.

Om dichter bij huis te blijven, beschouwen wij eens een normaal radio-ontvangtoestel. Dit bevat in het algemeen 5 radiobuizen (waarvan enkele met meer dan één functie) en ongeveer 40 weerstanden, 20 spoelen en 40 condensatoren. Wil zulk een toestel redelijke afmetingen bezitten, dan dienen al deze onderdelen zo klein mogelijk gemaakt te worden. Van groot belang is het ook, dat verschillende onderdelen tot een kleine „eenheid" kunnen worden gecombineerd; wij denken hier bijv. aan middenfrequentbandfilters, die bestaan uit twee spoeltjes en twee condensatoren, welke tezamen in een busje worden ondergebracht. De afmetingen der onderdelen moeten daarvoor bij elkaar passen.

Op de weg naar verkleining van de onderdelen is men reeds een heel eind gevorderd. Als weerstanden gebruikt men thans bijna steeds de kleine koolweerstanden. Het gebruik van het magnetische materiaal Ferroxcube stelt ons in staat ook spoelen veel kleiner te construeren. Wat de condensatoren betreft, men kent verschillende soorten. Papiercondensatoren, die vrij grote afmetingen bezitten, worden op die plaatsen gebruikt waar geen grote eisen aan constantheid van capaciteit e.d. worden gesteld. Waar dat wel het geval is, past men de kleine maar veel duurdere micacondensatoren toe, welke een betere kwaliteit bezitten. In bepaalde schakelingen (voor hogere frequenties) worden de micacondensatoren vaak vervangen door keramische condensatoren. Deze zijn, althans voor de kleinere capaciteiten, nog veel kleiner dan de vorige typen; wanneer voor zulk een keramische condensator een grote capaciteit bij nog steeds zeer geringe afmetingen wordt verlangd, moet men echter in het algemeen genoegen nemen met een grotere temperatuurcoëfficient.

Behalve klein, dienen de onderdelen ook gemakkelijk binnen de vereiste toleranties fabriceerbaar te zijn. Bovendien zullen ze moeten voldoen, zoals boven reeds werd vermeld, aan vaak strenge eisen van constantheid wat betreft hun eigenschappen gedurende hun levensduur, en van ongevoeligheid voor de temperatuurwisselingen die in elk apparaat optreden.

### De getrokken condensator

In de Philips-fabrieken te Eindhoven is een condensator van kleine capaciteit ontwikkeld (ca 100 pF) met afmetingen welke kleiner zijn dan die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van alle thans bestaande typen. Dit is de zg. getrokken condensator. De meest voorkomende uitvoering bestaat uit een cylindrisch metalen buisje van iets minder dan 1 mm doorsnede en ongeveer 5 cm lengte, waarbinnen zich een metalen kerndraad bevindt, die ca een halve mm dik is. De ruimte tussen kerndraad en mantel is opgevuld met samengeperst isolatiemateriaal met grote diëlectrische constante. Het totaal volume van zulk een condensator is slechts 30 mm³. Men vergelijke dit met de volumina van een keramische condensator en van een micacondensator met dezelfde capaciteit en geschikt voor dezelfde spanning (300 V): resp. 100 mm³ en 1200 mm³. Daarbij is de getrokken condensator wat betreft diëlectrische verliezen, temperatuurcoëfficient etc. vergelijkbaar met de micacondensator. In *fig. 1* is zulk een getrokken condensator afgebeeld.

De nauwe ruimte tussen kerndraad en mantel is zeer homogeen met isolatiemateriaal gevuld. Het vullen gebeurt niet bij de condensator als zodanig, dat zou ondoenlijk zijn. Uitgangsmateriaal voor de productie van getrokken condensatoren is een 20 cm lange metalen buis van ongeveer 20 mm buitendiameter en 2 mm wanddikte. Een ca 8 mm dikke kerndraad wordt in de buis gebracht, en met behulp van mallen gecentreerd. De tussenruimte, die daarvoor nu ruimschoots wijd genoeg is, wordt gevuld met isolatiemateriaal, dat stevig wordt aangestampt. Het geheel wordt gehamerd en daarna uitgetrokken tot een „draad" van ca 40 meter lengte, die de gewenste diameter van iets minder dan 1 mm heeft. Ondanks de zeer grote vervormingen waaraan metaal en isolatiemateriaal tijdens dit proces zijn blootgesteld, blijkt dat na het trekken de kern en het isolatiemateriaal nog zeer goed op hun plaats zitten en een onwrikbaar geheel is verkregen.

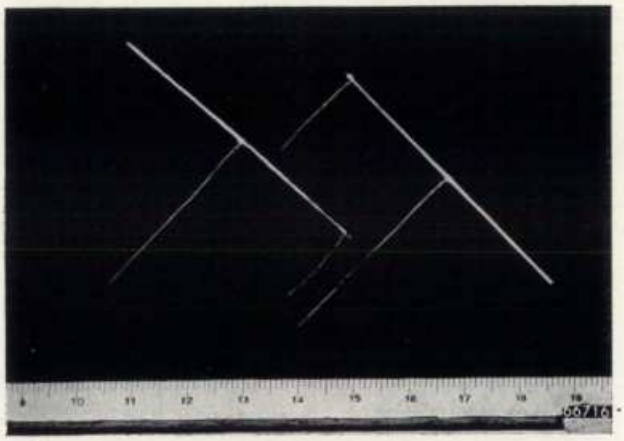

Fig. 1. De getrokken condensator.

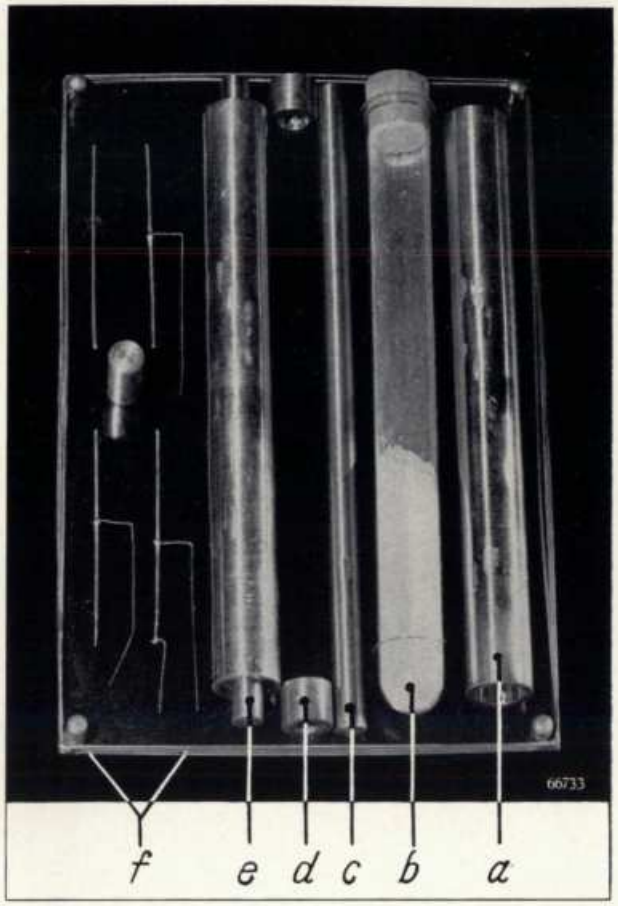


Fig. 2. Bouw en samenstelling van de getrokken condensator:
*a*) mantel vóór het trekken;
*b*) poeder waarmee de condensator gevuld is;
*c*) kern vóór het trekken;
*d*) mallen waarmee vóór het trekken (en na het vullen) de kern in de mantel wordt gecentreerd;
*e*) het systeem gereed voor het trekken;
*f*) de getrokken buis op de juiste lengte afgebroken (links boven), met één aansluitdraad aangesoldeerd (rechts boven), afgebeitst (links onder), met de tweede aansluitdraad aan de kern gesoldeerd (rechts onder). Rondom het geheel is een gedeelte van de 40 meter lange getrokken „draad" gespannen.

De draad wordt in stukken gebroken van de gewenste lengte, en aan een der einden van elk stukje wordt een gedeelte van mantel en isolatiemateriaal verwijderd, zodat de kerndraad daar vrij komt. Aan deze kerndraad en aan de mantel worden aansluitdraden gesoldeerd. *Fig. 2* toont het product in de verschillende stadia van de fabricage.

Bij het ontwikkelen van dit procédé hebben zich verscheidene moeilijkheden voorgedaan. In dit artikel geven wij een overzicht van deze problemen. Daarna zullen wij enkele toepassingen van de getrokken condensator bespreken.

Behalve condensatoren, kunnen op de besproken wijze ook andere producten worden vervaardigd. Wij denken hier bijv. aan indirect verhitte kathoden voor electronenbuizen, die eveneens bestaan uit twee geleiders (gloeidraad en kathode-oppervlak),

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van elkaar gescheiden door een isolerende laag. Getrokken kathoden kunnen in diverse toepassingen worden gebruikt waarbij normale kathoden te kort schieten, zoals wij nog zullen zien. Ook andere producten die op analoge manier zijn gebouwd, zijn volgens het trekproces te vervaardigen.

**Samenstelling en fabricage**

*Materialen*

De materialen waaruit de getrokken condensator is opgebouwd dienen aan verscheidene eisen te voldoen. Zo moet het metaal van wand en binnengeleider gemakkelijk te trekken zijn, en tevens weinig oxydatieneiging vertonen, daar door oxydatie de kwaliteit van de condensator achteruit zou gaan. Voor het diëlectricum kunnen we o.a. de volgende eisen opstellen:

1) Het moet een grote diëlectriciteitsconstante $\varepsilon$ hebben.
2) Het mag slechts weinig diëlectrische verliezen vertonen, tg $\delta$ ($\delta$ is de verlieshoek) moet kleiner zijn dan $10^{-3}$.
3) De temperatuurcoëfficient van $\varepsilon$ en die van tg $\delta$ moeten klein zijn; bij gebruik in electronische apparaten is de condensator aan temperatuurwisselingen onderhevig, en daardoor mogen de capaciteit en de verlieshoek slechts in zeer geringe mate worden beïnvloed. Aan deze eis is al gedeeltelijk voldaan als de tweede eis is vervuld.
4) De uitzettingscoëfficienten van diëlectricum en metaal mogen slechts weinig verschillen; wij komen hierop nog terug.
5) Het isolatiemateriaal moet gemakkelijk in poedervorm zijn te brengen; de afzonderlijke korrels mogen niet te hard en te groot zijn, daar ze anders tijdens het trekken het metaal van wand en binnengeleider zouden krassen, waardoor het oxydeerbare oppervlak wordt vergroot.

Uitgebreide onderzoekingen hebben geleid tot een combinatie van materialen waarmede een condensator met geringe verliezen (tg $\delta < 6{\cdot}10^{-4}$) en zeer kleine temperatuurcoëfficient is te maken.

*Fabricage-bijzonderheden*

De ca 40 meter lange „draad" die bij het trekken ontstaat wordt, na gestrekt te zijn, in stukjes van de vereiste lengte gebroken. Bij dit breken mag geen kortsluiting optreden tussen binnen- en buitengeleider. Hiervoor bestaat echter geen gevaar, de buitenmantel buigt bij het breken nl. steeds enigszins naar buiten om. Het isolatiemateriaal zit zo vast tussen kern en mantel, dat er geen sprake van is dat dit op het breukvlak ten dele uit de condensator zou vallen.

Om electrisch contact met de binnengeleider te kunnen maken, is het nodig, zoals reeds werd vermeld, de mantel en het isolatiemateriaal over een gedeelte van de lengte van de condensator te verwijderen. Deze bewerking stelt ons ook in staat de capaciteit van de condensator nauwkeurig de gewenste waarde te geven, nl. door juist zoveel van de buitenmantel weg te nemen tot die capaciteit is bereikt. (Vóór het weghalen van een gedeelte van de mantel moeten de condensatoren dus een iets te grote capaciteit hebben.) In de practijk gebeurt het verwijderen van de mantel door electrolytisch beitsen. De mantel dient daarbij als anode. De condensatoren worden met honderd tegelijk over de lengte die moet worden verwijderd in het beitsbad gedompeld, waarna een spanning tussen alle mantels en een in het bad geplaatste electrode wordt aangelegd. De stroom door het bad wordt steeds gecontroleerd; wanneer de mantel is opgelost, is deze stroom tot nul (of nagenoeg nul) teruggevallen; de binnengeleider van de condensator kan nl. niet als electrode fungeren, daar hij van de mantel is geïsoleerd. Het isolatiemateriaal is tijdens het trekken zo sterk samengeperst dat het, nadat de mantel is weggebeitst, niet vanzelf van de binnengeleider afvalt, het moet afzonderlijk verwijderd worden. Na het beitsen worden, om de beitsresten, die een eventuele geleiding tussen binnen- en buitengeleider zouden kunnen veroorzaken, op te lossen, de condensatoren in water gewassen. De kwaliteit van de condensatoren wordt door deze behandeling in het geheel niet verminderd.

Een geheel andere methode om de mantel te verwijderen is, deze mantel met behulp van een draaibank af te draaien. Voor dit doel is een speciaal draaibankje ontworpen, dat als bijzonderheid heeft dat de beitel roteert, en de af te draaien condensator wordt vastgeklemd vlak bij deze beitel; beide maatregelen zijn noodzakelijk daar de dunne condensator uiteraard vrij slap is. De condensator wordt door een diamanten geleidesteen gecentreerd; een diamanten beiteltje neemt de mantel weg, en wel tot over zo'n lengte dat juist de goede capaciteit van de condensator is bereikt. De capaciteit wordt tijdens het draaien gemeten, en zodra deze binnen de vereiste toleranties ligt, wordt de beitel automatisch stilgezet. Het is mogelijk een tolerantie van 0,2% in de capaciteit bij dit afdraaien te bereiken; bij het beitsen is de te bereiken nauwkeurigheid kleiner, zodat na die bewerking nog een sortering moet volgen. In *fig. 3* is een gedeelte van het draaibankje weergegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



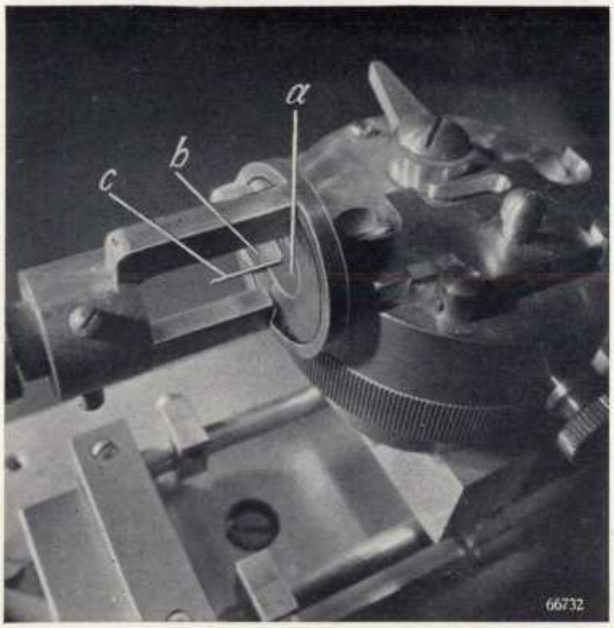


Fig. 3. Gedeelte van de draaibank waarop de condensatoren over een lengte van ca 1 cm van hun mantel worden ontdaan. De condensator wordt van rechts naar links door de geleidesteen *a* voortbewogen. Het roterende diamantbeiteltje *b* is juist zichtbaar achter de (afgedraaide) condensator *c*. De automatische regelapparatuur is op deze foto niet te zien.

**Physische eigenschappen van de getrokken condensator**

Het is hier niet de plaats om de electrische eigenschappen van de getrokken condensator diepgaand te bespreken; toch willen wij in het kort ingaan op twee zeer belangrijke grootheden die de kwaliteit van dit product bepalen, en die voor een groot gedeelte juist door het merkwaardige fabricageproces worden beïnvloed. Deze grootheden zijn de temperatuurcoëfficient van de capaciteit, die we met $\alpha$ aanduiden, en de verliezen in de condensator, die evenredig met tg $\delta$ zijn.

*Temperatuurcoëfficient*

Hoewel alle mogelijke voorzorgen zijn genomen om de condensator zo compact mogelijk te vullen, is het onvermijdelijk dat zich tussen de afzonderlijke korrels van het poeder luchtholten bevinden. Verhogen wij de temperatuur van de condensator, dan zullen zowel de wand en de kern, als de korrels uitzetten. De uitzettingscoëfficienten van de materialen zijn niet precies gelijk, dus zal de „vulfactor" van de condensator veranderen bij een variatie van de temperatuur. Ook de diëlectrische constante $\varepsilon$ van het poeder verandert met de temperatuur. Door een en ander verloopt de capaciteit van de condensator.

De materialen willen we nu zodanig kiezen dat de temperatuurcoëfficient als gevolg van het verschil der uitzettingscoëfficienten zo volledig mogelijk wordt opgeheven door de temperatuurcoëfficient van het poeder. Daar de materialen nog aan vele andere eisen moeten voldoen, is een volledige compensatie niet bereikbaar. De temperatuurcoëfficient van de $\varepsilon$ van het gebruikte poeder is een weinig negatief. Het poeder blijkt iets sterker uit te zetten dan het metaal van de wand en de kern, zodat bij temperatuurverhoging de vulfactor groter wordt, hetgeen op zichzelf tot een positieve temperatuurcoëfficient leidt. Voor de resulterende relatieve temperatuurcoëfficient van de capaciteit, $\alpha = 1/C \cdot dC/dT$, vinden we (bij temperaturen tot ongeveer 60 °C) ongeveer $+1 \cdot 10^{-4}$ per graad Celsius voor een condensator die een koperen mantel en een koperen kerndraad heeft. Een condensator met koperen mantel en aluminium kerndraad heeft een grotere $\alpha$, nl. ca $+5 \cdot 10^{-4}$ (*fig. 4*). Zoals fig. 4 laat zien, vertoont de kromme die $\Delta C/C$ als functie van $T$ weergeeft een lus: het verloop van de capaciteit tijdens het warm worden verschilt van dat tijdens de afkoeling. Tevens blijken in de krommen, speciaal in die behorende bij de condensator met koperen kern, maxima op te treden. Beide verschijnselen zijn nog niet precies verklaard; zij zijn niet meer aanwezig wanneer de condensator, op een wijze die we straks zullen bespreken, g e o u d e r d is.

De temperatuurcoëfficient van de capaciteit is te berekenen, als de uitzettingscoëfficienten der materialen en de temperatuurcoëfficient van de $\varepsilon$ bekend zijn. De berekeningen geven resultaten die goed met de waargenomen temperatuurcoëfficienten

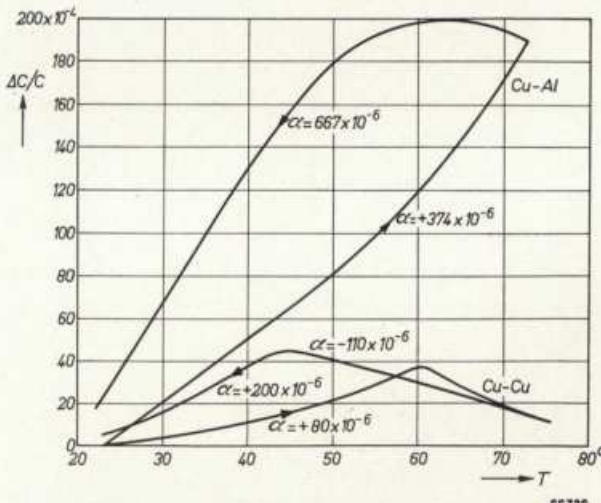


Fig. 4. Relatieve variatie van de capaciteit van een getrokken condensator met de temperatuur. Dat bij toenemende temperatuur een andere kromme wordt gevonden dan bij afnemende temperatuur, is niet precies verklaard. Na ouderen verdwijnt deze „hysteresis". De twee lussen behoren bij een condensator met koperen mantel en dito kern resp. bij een condensator met koperen mantel en aluminium kern. De laatste vertoont een veel grotere temperatuurcoëfficient (helling van de kromme). De temperatuurcoëfficienten $\alpha$ zijn in de figuur bijgeschreven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



kloppen. Mede op grond van de berekeningen is het mogelijk gebleken de temperatuurcoëfficient binnen bepaalde grenzen te regelen, door de verhouding der afmetingen van mantel en kern te variëren.

*Diëlectrische verliezen; oudering van de condensator*

Bij het hamer- en trekprocédé loopt de temperatuur van de condensatorbuis op. Vooral tijdens het hameren, waarbij de temperatuur ca 80 °C wordt, zal daardoor het metaal (koper) van mantel en binnengeleider iets kunnen oxyderen. Er ontstaat bijv. $Cu_2O$, dat een halfgeleider is en dus verliezen veroorzaakt. De oxydatie wordt natuurlijk beperkt door de beschikbare hoeveelheid lucht in de condensator, die ongeveer 0,6 volumeprocent bedraagt. Dat inderdaad oxydevorming de voornaamste oorzaak van de verliezen is, blijkt wanneer wij als materiaal voor mantel en kerndraad een niet-oxyderend metaal (bijv. zilver) nemen; tg $\delta$ is dan veel kleiner dan de in dit artikel vermelde waarde $6 \cdot 10^{-4}$.

Door het uitpersen en opzuigen van lucht in de condensator tijdens temperatuurwisselingen, die in de practijk geregeld zullen voorkomen, wordt de lucht in de condensator telkens gedeeltelijk ververst. Men kan dan ook verwachten dat de oxydatie steeds weer opnieuw op gang wordt gebracht. Inderdaad bleek, althans gedurende de eerste tijd na de fabricage van de condensator, tg $\delta$ nog toe te nemen. Later bleek tg $\delta$ niet meer te veranderen tijdens het gebruik, het gehele oppervlak heeft zich dan waarschijnlijk met een zeer dun oxydelaagje bedekt. Om te vermijden dat men bij het gebruik last van een toeneming van tg $\delta$ ondervindt, worden de condensatoren vóór de aflevering geouderd, door ze enkele uren in een oven te bewaren; de temperatuur in deze oven wordt afwisselend op een hoge en een lage waarde ingesteld. Deze geouderde condensatoren bezitten, ook dadelijk na de vervaardiging, een geheel constante tg $\delta$.

**Toepassingen van de getrokken condensator**

De getrokken condensator is speciaal ontwikkeld voor gebruik in middenfrequentbandfilters. Het principeschema van zo'n filter is weergegeven in *fig. 5*. Het filter bestaat uit twee, onderling magnetisch gekoppelde, *L-C*-kringen. De twee spoeltjes $L_1$ en $L_2$ zijn ieder direct gewikkeld op een kern van Ferroxcube, een keramisch magnetisch materiaal met grote permeabiliteit [1]). De koppeling komt tot stand door een Ferroxcube-staafje. De goede eigenschappen van Ferroxcube, vergeleken bij die

[1]) J. L. Snoek, Een niet-metallisch magnetisch materiaal voor hoge frequenties, Philips techn. T. **8**, 353-360, 1946.

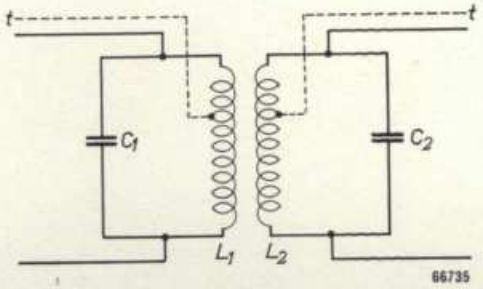


Fig. 5. Schema van een bandfilter. Dit bestaat uit twee magnetisch gekoppelde *L-C*-kringen. De met *t* aangegeven aftakkingen kunnen worden gebruikt als men de invloed van de buiten het filter gelegen weerstanden en capaciteiten wenst te reduceren.

van de vroeger gebruikte poederkernen, maken het mogelijk de spoeltjes zo klein te maken, dat bij gebruik van micacondensatoren de afmetingen van het filter vrijwel volledig door deze laatste worden bepaald. Men heeft dan ook de micacondensatoren

Fig. 6. Tekening van het opengesneden middenfrequentbandfilter type no. 5730. Men lette op de met behulp van schroeven van buiten af meer of minder ver in de spoeltjes draaibare Ferroxcube-kerntjes. Links en rechts ziet men de getrokken condensatoren; het verticale staafje in het midden is het Ferroxcube-koppelstaafje.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



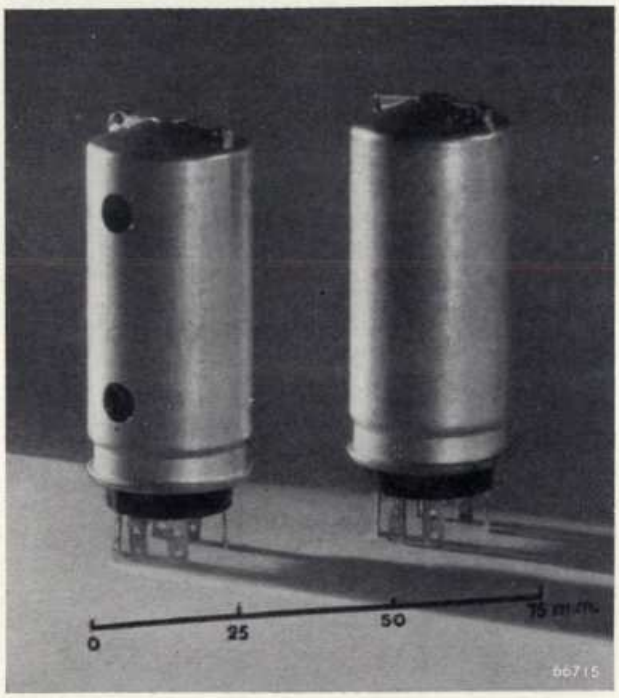


Fig. 7. Het bandfilter 5730 van buiten gezien. Door de openingen in de wand zijn de schroeven bereikbaar waarmee men de kerntjes in en uit de spoeltjes kan draaien.

door kleinere willen vervangen, en er keramische voor genomen. De getrokken condensator blijkt echter, omdat hij nog veel kleiner is en bovendien bij de gebruikte capaciteitswaarden een kleinere temperatuurcoëfficient bezit dan de kleinst mogelijke keramische condensator, voor het bandfilter een nog betere oplossing te vormen. *Fig. 6* stelt een tekening voor van het opengesneden bandfilter type 5730, waarin twee getrokken condensatoren

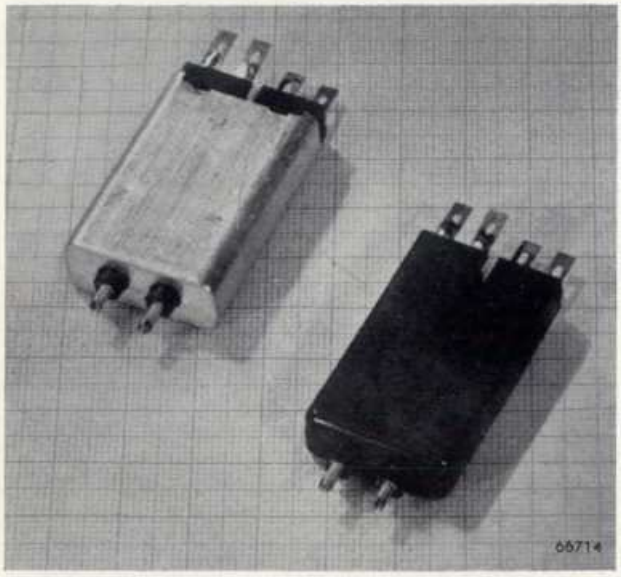


Fig. 8. Het microbandfilter type AP 1000. Met de beide schroefjes is weer de zelfinductie van de spoeltjes te regelen. Van het rechts afgebeelde filter is de afschermende aluminium mantel weggelaten.

zijn gebruikt; *fig. 7* toont er het uiterlijk van. De afmetingen van dit ronde filter zijn 60 × 27 mm, de bandbreedte waarvoor het filter geschikt is bedraagt 18 000 Hz bij de (genormaliseerde) middenfrequentie 452 kHz. (Ook voor iets afwijkende frequenties worden filters gemaakt.) De kringen zijn af te stemmen door de Ferroxcube-kerntjes meer of minder diep in de spoeltjes te draaien, hetgeen van buiten af mogelijk is. De temperatuurcoëfficient van het filter is zeer klein: bij 1 °C variatie van de temperatuur treedt een verschuiving van slechts 5 Hz in de afstemfrequentie op.

Sedert enkele jaren is ook nog een kleiner bandfilter met geheel vergelijkbare eigenschappen door Philips in de handel gebracht. De afmetingen hiervan zijn 36×25×10 mm. Dit is mogelijk geworden

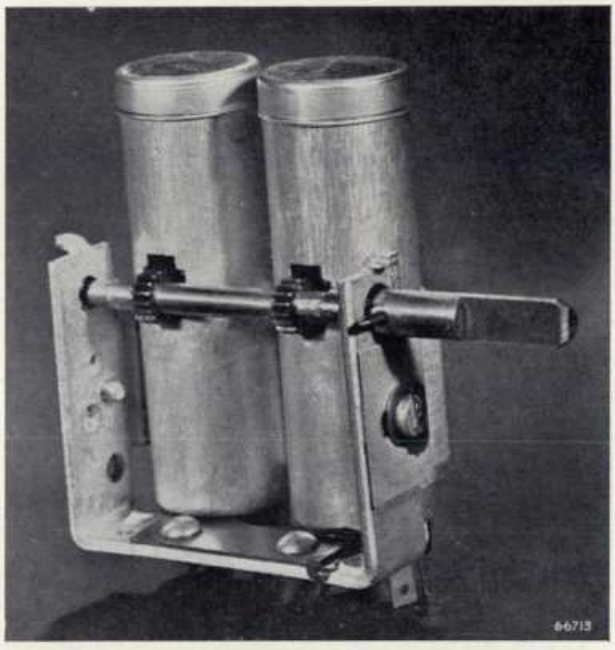


Fig. 9. Hoogfrequentafstemeenheid, bestaande uit een antennekring en een oscillatorkring. De afstemming geschiedt met behulp van de as met tandwielen, die ieder in een heugel grijpen, welke vast verbonden is met de spoelkernen.

door het gebruik van iets kortere getrokken condensatoren van dezelfde capaciteit. In *fig. 8* zijn twee van deze „microfilters" (type AP 1000) afgebeeld.

De getrokken condensator vindt eveneens veel toepassing in eenvoudige hoogfrequentafstemkringen. Deze bestaan uit een spoeltje met een verplaatsbare Ferroxcube-kern en een getrokken condensator. Door de kern meer of minder ver in het spoeltje te brengen, veranderen we de resonantiefrequentie van de kring. Het geheel vervangt de gebruikelijke afstemkringen, die opgebouwd zijn uit een of meer spoelen en een of meer variabele draaicondensatoren. *Fig. 9* geeft een afbeelding van een afstemeenheid, bestaande uit een hoogfrequentkring en een oscillatorkring.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



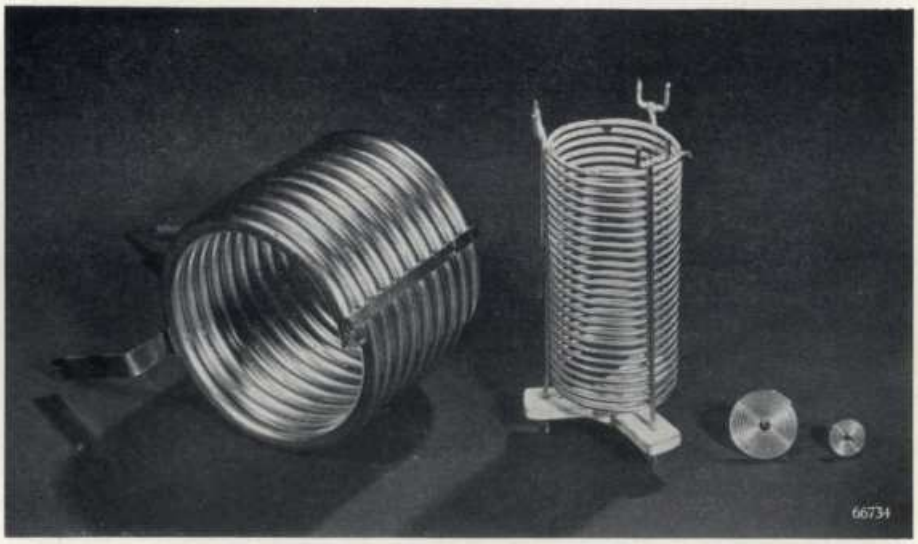


Fig. 10. Verschillende vormen waarin een getrokken kathode kan worden gebracht. Van links naar rechts: cylindrische kathode, schroeflijnvormige („rooster") kathode, twee vlakke kathoden in de vorm van een horlogeveer.

**Andere samengestelde trekproducten**

Zoals reeds is gezegd, kan het trekprocédé ook toegepast worden voor het maken van indirect verhitte kathoden. Zulke kathoden bestaan uit een gloeidraad, door een electrisch isolerend laagje gescheiden van een omhullende metalen mantel, die op zijn beurt met een electronen emitterende stof is bedekt en de eigenlijke kathode vormt. De bouw van de getrokken kathode verschilt in principe dus niet van die van de getrokken condensator, slechts de materialen en dimensies zijn verschillend.

Door de massieve bouw van de getrokken kathode bestaat er een zeer goed warmtecontact tussen gloeidraad en kathodeoppervlak. Dit heeft tot gevolg dat het temperatuurverschil tussen gloeidraad en oppervlak niet meer dan enkele tientallen graden bedraagt, in tegenstelling tot een normale indirect verhitte kathode, waarbij de gloeidraad in het algemeen honderden graden warmer is dan het emitterende oppervlak. Het is dan ook mogelijk voor de gloeidraad in een getrokken kathode nikkel te bezigen (evenals voor de buitenmantel), men is nu niet aangewezen op hoogsmeltende metalen zoals wolfraam.

Men maakt de gloeidraad zo dun mogelijk, om met een zo klein mogelijke gloeistroom uit te komen. De diameter van de buitenmantel hangt af van de soort electronenbuis waarin de kathode wordt gebruikt. Hij kan variëren van enkele mm tot $^1/_4$ mm. Het is dus mogelijk een getrokken indirect verhitte kathode veel dunner te maken dan een normale indirect verhitte kathode.

De getrokken kathode kan worden gewalst of geplet, zodat een bandvormige kathode ontstaat, zonder dat gloeidraad en mantel contact maken. De kathode is ook in alle mogelijke vormen buigbaar. Zo kan men de kathode bijv. oprollen tot een cylindermantel, zodat men een zeer goede benadering van een holle cylindrische kathode verkrijgt; ook kan hij tot een roostervormige spiraal, waarvan de windingen elkaar niet raken, worden gewikkeld, hetgeen voor speciale toepassingen van groot voordeel is, of als een vlakke spiraal (horlogeveer) worden opgewonden: men verkrijgt dan een goede benadering voor een vlakke kathode (zie *fig. 10*). De getrokken kathode stelt ons dus in staat voor alle mogelijke soorten electronenbuizen op eenvoudige manier de gewenste kathodegedaante te verwezenlijken.

Als andere toepassingen van het samengesteld trekprocédé noemen wij hier slechts de fabricage van verwarmingselementen, van thermo-elementen, en het maken van vacuumdichte doorvoeringen, die bijv. kunnen dienen om het inwendige van een motorcylinder te bereiken.

**Samenvatting.** Door een speciaal trekprocédé, nl. het trekken van een holle buis waarin zich een kerndraad bevindt, terwijl de tussenruimte is opgevuld met isolatiemateriaal, is het mogelijk gebleken condensatoren te fabriceren met zeer goede eigenschappen. Deze condensatoren hebben de kleinste afmetingen van alle tot op heden bestaande condensatoren. Daarom zijn ze bij uitstek geschikt voor het gebruik in samengestelde onderdelen, zoals bandfilters. Het bijzondere fabricageproces stelt hoge eisen aan de materialen waaruit de condensator is opgebouwd. Ingegaan wordt op enkele fabricagebijzonderheden, zoals het vrijmaken van de binnengeleider van de condensator, hetgeen of door afbeitsen of door afdraaien kan geschieden. Bij de behandeling van de temperatuurafhankelijkheid van de capaciteit komt naar voren, dat men deze tot op zekere hoogte zelf in de hand heeft, nl. door de keuze van materiaal en dimensies. De diëlectrische verliezen, welke klein zijn, blijken veroorzaakt te worden door oxydatie van het metaal; in dit verband is het nodig, de condensatoren te ouderen. Enige toepassingen van de getrokken condensator worden besproken, waarna nog kort wordt ingegaan op de getrokken kathode, een indirect verhitte kathode met bijzondere eigenschappen, o.a. een grote mate van vervormbaarheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# EEN EENVOUDIGE IONOSFEERPEILER

door R. ASCHEN *) en P. GAILLARD *).

621.396.91

*Behalve van groot wetenschappelijk belang, is het onderzoek van de ionosfeer ook van direct practisch nut, niet in de laatste plaats met het oog op voorspellingen in zake de gunstigste golflengte voor een radioverbinding tussen willekeurige punten op aarde, op allerlei tijdstippen. Het Amerikaanse Bureau of Standards o.a. geeft maandelijks voorspellingen uit, die gebaseerd zijn op ionosfeeronderzoekingen op vele plaatsen op aarde, en waaruit de gunstigste golflengte voor een bepaalde verbinding met vrij grote zekerheid kan worden afgeleid. P.T.T.-diensten, radio- en luchtvaartmaatschappijen e.d. maken hiervan al met succes gebruik. Dit verklaart de toenemende belangstelling voor ionosfeeronderzoek, hetgeen verheugend is, want een grotere hoeveelheid waarnemingsmateriaal kan de nauwkeurigheid van de voorspellingen slechts ten goede komen.*

*Een van de ionosfeerpeilers die door de schrijvers werden ontworpen is met opzet zo eenvoudig mogelijk gehouden, om hem ook binnen het bereik te brengen van serieuze radio-amateurs, die — na de „ontdekking der korte golven" — door het uitvoeren van regelmatige ionosfeerpeilingen opnieuw een belangrijke bijdrage van algemeen nut kunnen leveren.*

Zoals bekend mag worden ondersteld, is het doelmatig de aardatmosfeer in te delen in zones, waarvan de voornaamste worden betiteld met de namen troposfeer, stratosfeer en ionosfeer. Het ozonrijke overgangsgebied tussen de beide laatstgenoemde zones wordt wel ozonosfeer genoemd [1]). *Fig. 1* geeft deze indeling weer. In dit artikel zullen we ons alleen bezighouden met de ionosfeer.

Een van de redenen waarom het ionosfeeronderzoek tegenwoordig op zo grote schaal wordt aangepakt, is de buitengewoon grote invloed die het radioverkeer van de ionosfeer ondervindt. Deze kwestie werd al actueel in de eerste jaren van deze eeuw, toen Marconi de Atlantische Oceaan radiotelegrafisch had overbrugd en de vraag werd opgeworpen hoe de radiogolven de kromming van de aarde konden volgen. Van 1902 dateert de hypothese — onafhankelijk van elkaar door Kennelly en Heaviside opgesteld — dat in de atmosfeer een geïoniseerde, voor de radiogolven als reflector werkende laag aanwezig zou zijn, die het overbruggen van grote afstanden in één of meer sprongen mogelijk maakt. Het heeft echter nog tot 1924 geduurd alvorens Appleton het bestaan van zulk een laag — en zelfs van verscheidene lagen — had aangetoond. Hij noemde ze de D-, E- en F-laag, welke laatste overdag is gesplitst in twee lagen ($F_1$ en $F_2$, zie fig. 1).

Appleton deed zijn onderzoekingen met radiotechnische middelen. Ook heden ten dage vormen deze (enigszins gewijzigd) nog altijd verreweg de voornaamste methode van onderzoek, maar toch niet meer de enige. Ook directe exploratie, door middel van *in* de ionosfeer gebrachte instrumenten, is namelijk mogelijk geworden, en wel dank zij de door de Amerikanen weer opgenomen techniek van de $V_2$-raketten. Zo is met een $V_2$-raket

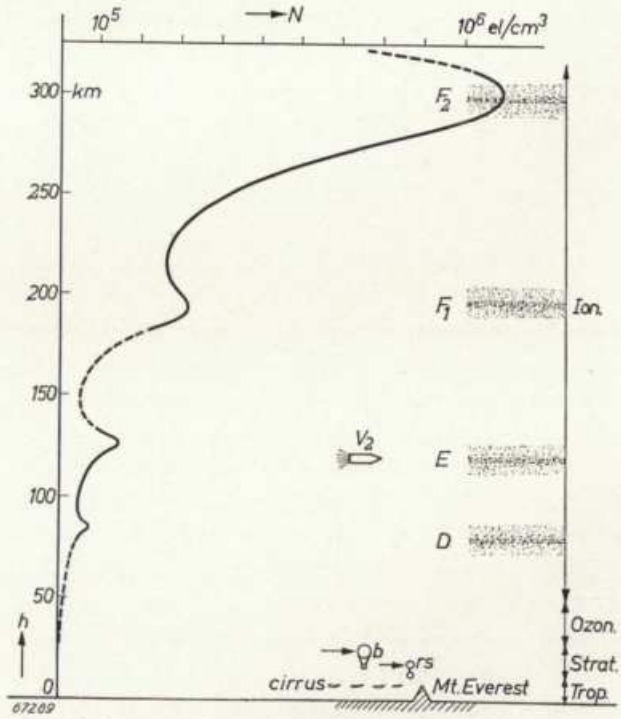


Fig. 1. Indeling van de aardatmosfeer in troposfeer, stratosfeer, ozonosfeer en ionosfeer. Verticaal is de hoogte $h$ uitgezet. Op schaal zijn de grootste hoogten aangegeven die zijn bereikt door een normale radiosondeballon (*rs*), een bemande ballon (*b*), en — zover bekend — door een $V_2$-raket. D, E, $F_1$ en $F_2$ zijn de overdag aanwezige geïoniseerde lagen in de ionosfeer. 's Nachts is de D-laag geheel en de E-laag grotendeels verdwenen en zijn de $F_1$- en de $F_2$-laag verenigd tot de F-laag. De hoogte van deze lagen, vooral van $F_1$ en $F_2$, is veranderlijk. De kromme geeft de electronendichtheid $N$ als functie van $h$ aan.

*) Laboratoire d'Applications Electroniques Philips-France, Parijs.

[1]) Zie voor voorstellen in zake een uitvoeriger en logischer indeling: S. Chapman, Upper atmospheric nomenclature, J. geophys. Research **55**, 395-399, 1950 (No. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



op 100 km hoogte de ionenconcentratie gemeten kunnen worden [2]), en met andere zijn zelfs in of boven de E-laag o.a. temperatuurmetingen verricht. Deze techniek heeft, helaas, het nadeel zeer kostbaar te zijn, ook nog indien men gebruik maakt van de kleine, speciaal voor physische waarnemingen ontwikkelde raket („aerobee".) Alleen al om deze reden is ze ongeschikt voor een gebruik op vele plaatsen op aarde en meermalen per dag, zoals toch nodig is als men zich een goed beeld wil vormen van de toestand der gehele ionosfeer en van de veranderingen waaraan deze voortdurend onderhevig is.

Voor een dergelijk routine-onderzoek op grote schaal komen dan ook op het ogenblik nog altijd uitsluitend radio-methoden in aanmerking. Vijf jaar geleden is in dit tijdschrift een overzicht gegeven van de resultaten van dit radio-onderzoek [3]). Enige van deze resultaten willen wij ook hier de revue laten passeren en daarbij wat meer ingaan op het practische nut en de uitvoering van het onderzoek, om vervolgens een eenvoudige installatie te beschrijven die voor het ionosfeeronderzoek is uitgewerkt.

## Principe van een ionosfeerpeiler

Het onderzoek van de ionosfeer met radiomiddelen geschiedt al sinds vele jaren niet meer volgens de door Appleton gebruikte methode (voor een beschrijving waarvan wij verwijzen naar het in noot [3]) aangehaalde artikel van Bakker), doch volgens het door Breit en Tuve ontwikkelde systeem, waarop ook de radar berust. Een zender zendt korte golftreinen uit (*fig. 2a*), die door een in de onmiddellijke nabijheid geplaatste ontvanger zowel rechtstreeks worden ontvangen als na terugkaatsing tegen een object (in het geval van ionosfeeronderzoek: tegen een der geïoniseerde lagen in de atmosfeer). Tijdens het werken van de zender moet het rechtstreeks ontvangen signaal zodanig worden begrensd dat er geen schadelijke gevolgen kunnen optreden. De beide ontvangen signalen worden zichtbaar gemaakt op het scherm van een kathodestraalbuis. In de eenvoudigste uitvoering van het toestel — dat ionosfeerpeiler wordt genoemd — verschijnen zij als verticale uitslag in de vorm van impulsen, terwijl tevens in horizontale richting een lineaire tijdas wordt geschreven, synchroon met de herhalingsfrequentie der golftreinen. Deze herhalingsfrequentie is zodanig gekozen dat, indien de rechtstreeks ontvangen golftrein een impuls veroorzaakt geheel links in het oscillogram, het vertraagde, als echo via de ionosfeer ontvangen signaal een impuls levert die op goed meetbare afstand rechts van de eerste zichtbaar wordt (fig. 2*b*). Uit de bekende tijdasfrequentie volgt de echotijd $t_e$ die tussen de beide impulsen verloopt, en daaruit de hoogte $h'$ van de reflecterende laag: $h' = \frac{1}{2}ct_e$, als $c$ de lichtsnelheid is. Langs de tijdas kan een kilometerschaal worden aangebracht, waarop $h'$ direct afleesbaar is.

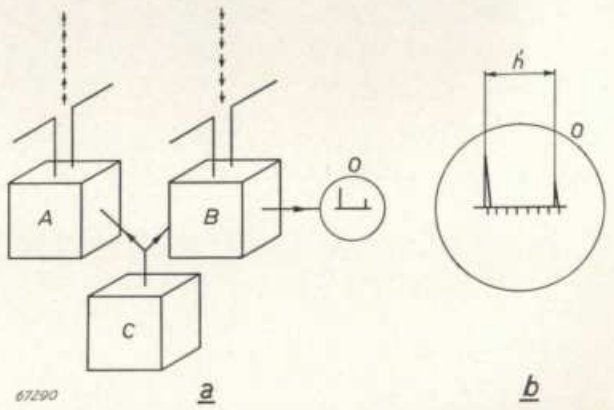


Fig. 2. Principe van een ionosfeerpeiler volgens Breit en Tuve.
*a*) *A* zender, die impulsvormige golftreinen uitzendt. *B* naburige ontvanger, verbonden met de kathodestraalbuis *O*. De impulsen voor de zender en de tijdasspanning voor de oscillograaf worden geleverd door de stuurinrichting *C*.
*b*) Bij terugkaatsing tegen de ionosfeer krijgt men op de oscillograaf twee impulsen te zien, de ene door rechtstreekse ontvangst, de andere als echo van de ionosfeer. De afstand tussen de beide impulsen is een maat voor de (effectieve) hoogte $h'$ van de reflecterende laag, bij loodrechte inval.

Twee kenmerkende verschijnselen bij de ionosferische terugkaatsing zijn de volgende:

1) de op de beschreven wijze gemeten grootheid $h'$ blijkt niet onafhankelijk te zijn van de frequentie $f$ van de zender, en
2) het meetresultaat varieert met het uur van de dag, met het jaargetijde en met de faze van het jaar ten opzichte van de elfjarige periode van de zonnevlekken, en vertoont bovendien nog onregelmatige fluctuaties.

Deze twee effecten vereisen een nadere beschouwing.

## Meting als functie van de frequentie

Dat $h'$ afhangt van $f$ is niet verwonderlijk, als men bedenkt dat de terugkaatsing niet tot stand komt aan een scherp bepaald spiegelend oppervlak, maar in een laag waarvan de electrische eigenschappen continu met de hoogte veranderen, hetgeen overeenkomt met een geleidelijk veranderende brekingsindex. Deze electrische eigenschappen worden in de allereerste plaats bepaald door de dichtheid van de in de ionosfeer voor-

[2]) A. Reifman en W. G. Dow, Phys. Rev. **75**, 1311-1312, 1949 en **76**, 987-988, 1949.
[3]) C. J. Bakker, Het radio-onderzoek der ionosfeer, Philips techn. T. **8**, 111-120, 1946. Zie ook: T. W. Bennington, Short-wave radio and the ionosphere, Iliffe & Sons Ltd., Londen 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



komende vrije electronen; de invloed van de eveneens aanwezige ionen op de voortplanting der radiogolven kan worden verwaarloosd, daar deze, als gevolg van de relatief grote massa der ionen, slechts gering is in vergelijking met de invloed van de electronen.

In elk der lagen is de electronendichtheid het grootst, en de brekingsindex het kleinst, in het midden van de laag. Daardoor volgt een invallende straal, met de frequentie $f_1$, bijv. de in *fig. 3a* getekende, gedeeltelijk gekromde, weg. De grootste hoogte die hij bereikt, $h_{max1}$, is kleiner dan de schijnbare of effectieve hoogte $h'_1$, die men afleidt uit de echotijd. (Alleen duidelijkheidshalve is in fig. 3 de afstand tussen $A$ en $B$ vrij groot getekend. In werkelijkheid plaatst men bij een ionosfeerpeiler de zender en de ontvanger zo dicht bij elkaar dat de afstand te verwaarlozen is en de invalshoek $\alpha$ dus $= 0$ mag worden gesteld.) In het gekromde deel van de weg is de voortplantingsnelheid [4]) kleiner dan $c$.

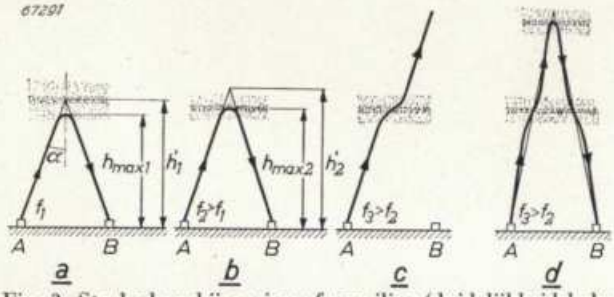


Fig. 3. Stralenloop bij een ionosfeerpeiling (duidelijkheidshalve zijn hier de zender $A$ en de ontvanger $B$ zo ver uit elkaar getekend dat de invalshoek $\alpha$ veel groter is dan normaal).

Bij (*a*) is de frequentie ($f_1$) zo laag dat reeds onder in de reflecterende laag de straal wordt omgebogen, bij (*b*) is de frequentie ($f_2$) iets hoger, waardoor de straal dieper in de laag doordringt, en bij (*c*) en (*d*) is de critische frequentie overschreden, zodat de straal door de laag heen schiet. Bij (*d*) is een hoger gelegen laag aanwezig, die de straal alsnog naar de aarde terugbuigt.

$h_{max}$ = grootste door de omgebogen straal bereikte hoogte, $h'$ = gemeten effectieve hoogte.

Neemt men een iets hogere frequentie ($f_2$), dan is een grotere electronendichtheid nodig om de straal geheel om te buigen. Deze dringt dus dieper in de laag door ($h_{max2} > h_{max1}$, fig. 3*b*), en men vindt ook een grotere effectieve hoogte $h'_2$. Bij verder opvoeren van de frequentie bereikt deze een grenswaarde, waarbij de straal juist in de zone komt waarin de electronenconcentratie $N$ maximaal is en de brekingsindex minimaal. Zodra de frequentie de grenswaarde overschrijdt, schiet de straal door de beschouwde laag heen. De grensfrequentie bij loodrechte inval ($\alpha = 0$) noemen we de critische frequentie ($f_{crit}$). Uit het mechanisme van de wisselwerking tussen de vrije electronen in de ionosfeer en het veld van de invallende radiogolf kan een eenvoudige betrekking tussen de maximale electronendichtheid $N_{max}$ en de critische frequentie worden afgeleid (zie bijv. het in noot [3]) aangehaalde artikel van Bakker):

$$N_{max} = 1{,}24 \cdot 10^{-8} \cdot f_{crit}^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin is $N_{max}$ uitgedrukt in $cm^{-3}$ en $f_{crit}$ in Hz.

Voor een frequentie hoger dan $f_{crit}$ heeft de laag geen electronendichtheid die groot genoeg is om de straal naar de aarde terug te buigen. Er zijn dan twee mogelijkheden: òf de straal verdwijnt in de wereldruimte (fig. 3*c*), òf hij wordt via een hoger gelegen laag, die wèl een voldoende electronendichtheid heeft, toch nog naar de aarde teruggevoerd (fig. 3*d*). Van dit laatste zullen we straks voorbeelden zien.

De bij een bepaalde laag behorende critische frequentie — de hoogste dus waarbij men van deze laag nog een echo ontvangt — is meestal scherp te bepalen. Blijkens (1) geeft de gevonden $f_{crit}$ direct uitsluitsel omtrent de grootste electronendichtheid in de laag.

Uit fig. 3 zagen we, dat de effectieve hoogte $h'$, die men uit de meting vindt, steeds groter is dan de grootste hoogte $h_{max}$ die de straal bereikt. Zolang $f$ veel lager is dan $f_{crit}$, is het verschil tussen $h'$ en $h_{max}$ van weinig belang, maar bij frequenties in de buurt van $f_{crit}$ wordt de voortplantingsnelheid in de laag aanzienlijk kleiner dan $c$, zodat dan, bij een waargenomen echo, de echotijd wordt verlengd en de daaruit afgeleide waarde van $h'$ veel groter is dan de hoogte waarop de laag de grootste electronendichtheid heeft.

De besproken verschijnselen komen tot uiting in de grafiek die men krijgt door de gemeten waarden van $h'$ uit te zetten als functie van de frequentie, die bij de meting in kleine stappen wordt opgevoerd van bijv. 1 tot 12 MHz. *Fig. 4a* geeft de toestand weer zoals men die op gematigde breedte midden op een winterdag kan aantreffen.

Tussen 1 en 1,5 MHz neemt men in het geheel geen echo waar. Dit is toe te schrijven aan de absorptie die de uitgezonden golven ondervinden in de vooral overdag ontwikkelde D-laag. Deze laag is ook aansprakelijk voor het bekende feit dat vele veraf gelegen omroepstations met een golflengte tussen 600 en 200 m die 's avonds goed worden ontvangen, overdag onhoorbaar zijn. Daar de D-laag een critische frequentie heeft die veel lager is dan 1 MHz, buigt zij golven met frequenties boven 1 MHz niet naar de aarde terug.

Bij $f = 1{,}5$ MHz begint men een echo waar te nemen, corresponderend met een effectieve hoogte

[4]) Bedoeld is hier de groepsnelheid, niet de fazesnelheid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van ruim 100 km: de E-laag. Dit bewijst dat voor deze (en hogere) frequenties de absorptie in de lager gelegen D-laag klein genoeg is geworden om ontvangst mogelijk te maken. Bij opvoeren van de frequentie neemt $h'$, zoals aan de hand van fig. 3

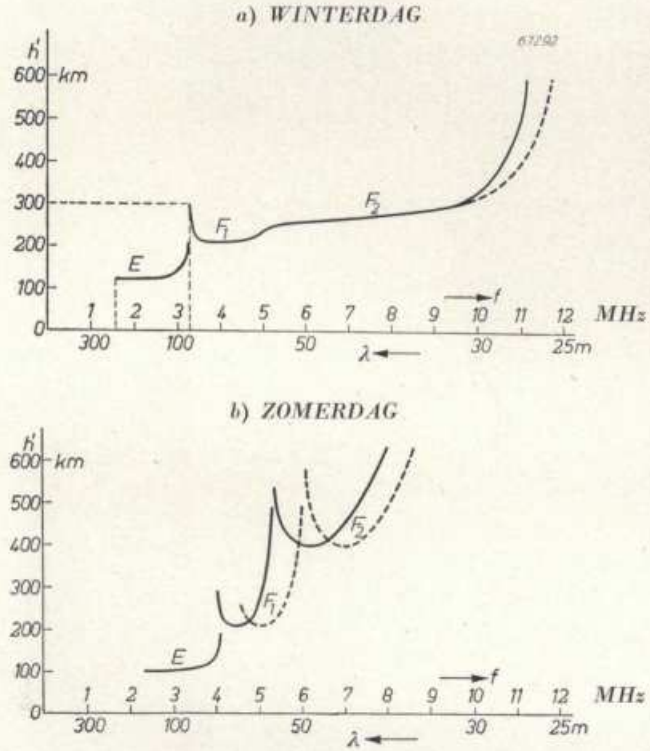


Fig. 4. Voorbeelden van gepeilde effectieve hoogten $h'$ als functie van de frequentie $f$ of van de golflengte $\lambda$, (*a*) midden op een winterdag, (*b*) midden op een zomerdag, beide op gematigde geografische breedte. De letters $E$, $F_1$ en $F_2$ geven de laag aan die als reflector werkt. De gestippelde krommen hebben betrekking op de buitengewone straal, die ontstaat door dubbele breking, als gevolg van het aardmagnetisme.

werd verklaard, geleidelijk toe, tot bij $f = 3{,}2$ MHz de voor de E-laag critische frequentie wordt bereikt: $h'$ springt hier van ongeveer 200 op 300 km. Dit betekent, dat van deze frequentie af de E-laag plotseling „doorzichtig" is geworden, en dat er een hoger in de atmosfeer gelegen laag aanwezig is — de $F_1$-laag — die nu voor de terugkaatsing zorgt (en dus blijkbaar een grotere electronendichtheid heeft dan de E-laag). De grote vertraging waaraan signalen met ongeveer de critische frequentie in de E-laag onderhevig zijn en waarover wij al hebben gesproken, komt tot uiting in het steile verloop van de kromme aan weerszijden van de sprong.

Dat de grootste waarde van $h'$ juist vóór de sprong — ongeveer 200 km — veel groter is dan de werkelijke hoogte van de E-laag, blijkt uit andere waarnemingen, waaruit men heeft kunnen afleiden dat de werkzame dikte van deze laag niet meer bedraagt dan enkele kilometers (1 tot 4 km), terwijl het midden op ongeveer 120 km hoogte ligt.

Bij verdere verhoging van de frequentie neemt $h'$ aanvankelijk snel af (als gevolg van de kleiner wordende vertraging in de E-laag), doch gaat al spoedig weer geleidelijk stijgen. Bij ongeveer 5 MHz passeren we de critische frequentie van de $F_1$-laag, waarna de nog hoger gelegen $F_2$-laag de taak van reflector overneemt. Daar 's winters de scheiding tussen deze beide lagen weinig geprononceerd is, ontbreekt vaak bij deze overgang een duidelijke sprong in de kromme. De afwezigheid van een lang vlak gedeelte is toe te schrijven aan het feit dat de beide F-lagen veel minder scherp begrensd zijn dan de E-laag.

Van ongeveer 9 MHz af doet zich een eigenaardig verschijnsel voor: de echo-impuls in het oscillogram is in tweeën gesplitst. Hieraan beantwoorden in fig. 4*a* de twee takken van het rechterdeel der kromme. Het verschijnsel hangt samen met het magnetische veld van de aarde, dat dubbele breking veroorzaakt, zodat een invallende straal wordt teruggekaatst als een „gewone" en een „buitengewone" straal [5]). Het levert voor de $F_2$-laag twee critische frequenties op. Het verschil tussen deze beide (meestal ongeveer 0,7 MHz) hangt af van de magnetische veldsterkte ter plaatse van het punt van terugkaatsing; het kan voor de hier volgende beschouwingen worden verwaarloosd. Dat deze dubbele breking ook kan optreden bij lagere frequenties, bewijst het oscillogram *fig.* 5, dat is opgenomen met de straks te bespreken ionosfeerpeiler bij een frequentie van 5,75 MHz.

Bij verder voortgezette verhoging van de frequentie nemen we geen echo's meer waar. Hieruit kan de gevolgtrekking worden gemaakt dat boven de $F_2$-laag zich geen laag meer bevindt met een electronendichtheid die voldoende is om door de $F_2$-laag heen gedrongen golven te reflecteren.

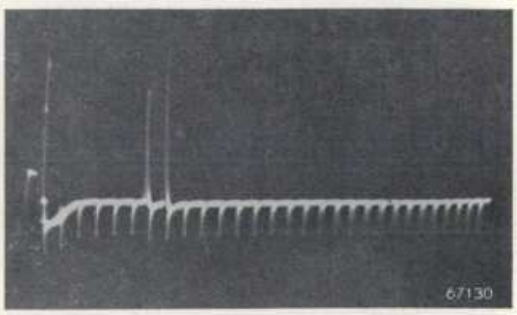


Fig. 5. Met een ionosfeerpeiler opgenomen oscillogram (te Parijs, op 30 Maart 1951 om 16 h) bij een frequentie van 5,75 MHz. Geheel links de direct ontvangen impuls. Rechts daarvan twee echo-impulsen, veroorzaakt door dubbele breking in de ionosfeer. De afstand tussen de benedenwaarts gerichte impulsen komt overeen met 50 km hoogteverschil.

[5]) Zie o.a. de in noot [3]) aangehaalde literatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



**Andere factoren die van invloed zijn op de uitkomsten van een peiling**

De in de vorige paragraaf vermelde getalwaarden van de critische frequentie kunnen, zoals al werd opgemerkt, worden beschouwd als typisch voor wat men vindt midden op een winterdag. Op andere uren en in andere jaargetijden vindt men vaak sterk afwijkende waarden. Daar in de eerste plaats de zon aansprakelijk is voor het ioniseren van de aardatmosfeer, is het niet verwonderlijk dat de stand van de aarde ten opzichte van de zon, en meer in het bijzonder de plaatselijke tijd en de geografische breedte van het beschouwde punt van de atmosfeer, een grote invloed hebben. Fig. 4*b* geeft een grafiek $h' = f(f)$ voor gematigde breedte midden op een zomerdag. Vooral het optreden van een duidelijke critische frequentie van de $F_1$-laag, het grote hoogteverschil tussen $F_1$ en $F_2$ en het lager zijn van de critische frequentie van $F_2$ vormen een tegenstelling tot de 's winters heersende toestand.

*Fig. 6* geeft een beeld van de variatie in de loop van een etmaal, voor een zomerdag en een winterdag. De verwachting dat de ionisatie het sterkst zal zijn bij de hoogste zonnestand, wordt bevestigd ten aanzien van de E- en de $F_1$-laag. Dat, tegen de verwachting in, $f_{crit}$ van de $F_2$-laag in de loop van een zomerdag een minder hoog maximum bereikt dan op een winterdag, wordt wel in verband gebracht met de opstijging (dus uitzetting) van deze laag op zomerdagen, hetgeen de electronendichtheid sterker vermindert dan de ioniserende zonnestraling haar doet toenemen.

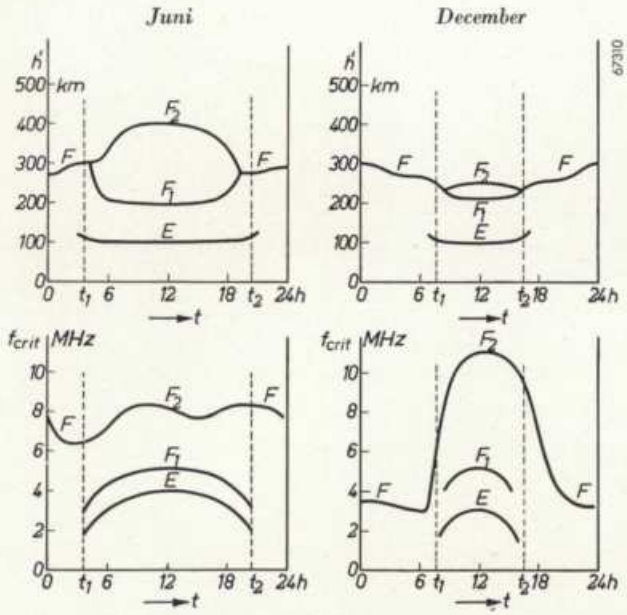


Fig. 6. Enige resultaten van regelmatige ionosfeerpeilingen. Verloop van de effectieve hoogten $h'$ (boven) en van de critische frequenties $f_{crit}$ (beneden) gedurende een etmaal, voor de E-laag en de F-lagen. Met $h'$ is bedoeld de waarde in het ongeveer horizontaal lopende gedeelte van de karakteristiek $h' = f(f)$, dus bij $f < f_{crit}$. De grafieken links zijn opgenomen in Juni, die rechts in December, beide in een aan zonnevlekken rijk jaar en op gematigde noorderbreedte. $t_1$ = ogenblik van zonsopgang, $t_2$ = ogenblik van zonsondergang.

De toestand van de ionosfeer is ook sterk gecorreleerd met het aantal zonnevlekken, dat, zoals bekend, een periode van gemiddeld 11 jaar vertoont. Fig. 6 geldt voor een tijdvak met veel zonnevlekken. Zijn er weinig zonnevlekken, dan zijn in het algemeen de critische frequenties lager (vooral die van de $F_2$-laag).

**Waarde van de ionosfeerpeilingen voor het radioverkeer**

Welke waarde hebben nu de uitkomsten van ionosfeerpeilingen voor het radioverkeer?

De zg. directe golf of grondgolf van een zender heeft slechts een zeer beperkte dracht. Een verbinding over grotere afstand kan alleen tot stand komen met behulp van de ionosfeer [6]). Om niet te uitvoerig te worden, beperken we ons hier tot verbindingen „met één sprong" („single-hop transmissions"), dus met slechts één terugkaatsing aan de ionosfeer. De maximale afstand $D$ die met één sprong kan worden overbrugd, hangt direct samen met de hoogte $H$ van de reflecterende laag (waarvan we hier eenvoudigheidshalve de dikte zullen verwaarlozen) en met de straal $R$ van de aarde. Uit een elementaire berekening volgt: $D \approx 2\sqrt{2HR} = 226\sqrt{H}$, waaruit men vindt: $D \approx 2500$ km voor $H = 120$ km (E-laag), en bijna 4000 km voor $H = 300$ km (F-laag).

Deze formule stelt de zaak wat te gunstig voor, daar zij geldt voor golven die van de zender uitgaan in zuiver horizontale richting (elevatiehoek nul). Zulke golven worden echter zeer sterk door de aarde geabsorbeerd. Daarom moet men in de practijk een elevatiehoek van ten minste enkele graden in rekening brengen. $D$ wordt dan kleiner dan $226\sqrt{H}$.

Waarop het aankomt is de toestand van de ionosfeer op het punt van terugkaatsing, dus boven het punt dat halverwege de zender $P$ en de ontvanger $Q$ ligt (zie *fig. 7*). Stellen we op dat punt een ionosfeerpeiler $A$-$B$ op en bepalen we daarmee een van de critische frequenties — bijv. die van de F-laag —, dan is deze $f_{crit}$ geenszins de maximale frequentie waarmee de verbinding van $P$ naar $Q$ tot stand kan worden gebracht (op het beschouwde tijdstip en via de F-laag). De oorzaak hiervan is het verschil in invalshoek $\alpha$, die bij de ionosfeerpeiler nul, doch bij de verbinding $P$-$Q$ veel groter is. Voor

[6]) Verbinding door middel van cm-golven of dm-golven via een geheel in de troposfeer gelegen zg. tunnel of duct blijft hier buiten beschouwing.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



de hoogste bruikbare frequentie $f_{max}$ geldt namelijk (weer bij verwaarlozing van de dikte der laag):

$$f_{max} = f_{crit}/\cos\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

De hoek $\alpha$ hangt af van de afstand $P$-$Q$ en van de hoogte $H$ van de betrokken laag. We zien dus dat in (2) de beide gegevens die de ionosfeerpeiler over een bepaalde laag verschaft ($f_{crit}$ en $h'$, hier $= H$), voorkomen, dus dat zij tezamen de maximale frequentie bepalen waarmee in één sprong een gegeven afstand (mits $< D$) kan worden overbrugd. De in werkelijkheid aanzienlijke diepte waarover de golven in de meer of minder diffuse lagen van de ionosfeer doordringen, maakt dat de verhouding tussen $f_{max}$ en $f_{crit}$ [7]) op een veel ingewikkelder wijze van de hoek $\alpha$ afhangt dan (2) aangeeft. De grootte van deze verhouding ligt tussen 1 en ongeveer 5, zodat men onder bepaalde omstandigheden nog kan werken met frequenties die heel wat hoger zijn dan $f_{crit}$.

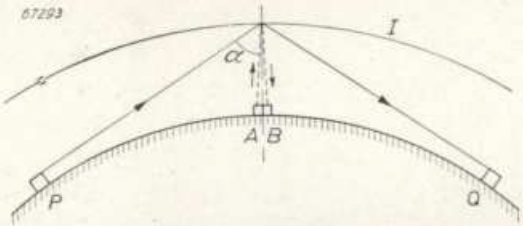


Fig. 7. Voor een radioverbinding van een zender $P$ naar een ontvanger $Q$, in één sprong, komt het aan op de toestand van de ionosfeer $I$ halverwege tussen $P$ en $Q$, en op de invalshoek $\alpha$. Een midden tussen $P$ en $Q$ opgestelde ionosfeerpeiler is aangegeven met $A$-$B$.

Welke frequentie nu is voor een bepaalde verbinding over een afstand van duizenden kilometers het doelmatigst? Men moet er rekening mee houden dat van zo'n lang traject bijna steeds een gedeelte in het daglicht zal liggen. Daar is het dan de D-laag — welker absorptie voor golven korter dan 200 m met toenemende frequentie sterk gaat dalen — die er toe leidt, de frequentie zo hoog mogelijk te kiezen. 6 MHz (golflengte 50 m) wordt beschouwd als ongeveer de laagste frequentie voor het radiotelegraaf- en -telefoonverkeer en omroep over grote afstanden. Liefst kiest men de frequentie vrij dicht bij de maximale bruikbare frequentie $f_{max}$. Volgens een aanstonds te bespreken Amerikaans rekenvoorschrift beschouwt men bij de $F_2$-laag 0,85 $f_{max}$, en bij de stabielere E-laag 0,97 $f_{max}$ — waarbij $f_{max}$ een voorspelde waarde is — als de optimale werkfrequentie.

Zoals we zagen, gelden voor de verschillende geïoniseerde lagen verschillende waarden van $f_{crit}$, en bij een verbinding tussen gegeven punten dus, volgens (2), ook van $f_{max}$. Op de grootste $f_{max}$ komt het hier aan. In de regel zal dit degene zijn die bij de $F_2$-laag ('s nachts de F-laag) behoort.

Soms kan echter de E-laag de doorslag geven. Midden op een zomerdag bijv. is $f_{crit}$ van de E-laag maar weinig kleiner dan $f_{crit}$ van de $F_1$-laag (zie fig. 6). Voor een verbinding in één sprong tussen gegeven punten is echter de hoek van inval op de E-laag groter dan die op de $F_1$-laag ($\alpha_E > \alpha_F$, *fig. 8*), dus ook $\cos^{-1}\alpha_E > \cos^{-1}\alpha_F$, zodat het niet is uitgesloten dat het product van $f_{crit}$ en $\cos^{-1}\alpha$ voor de E-laag groter is dan voor de $F_1$-laag.

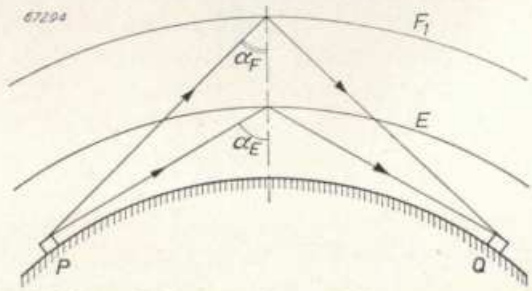


Fig. 8. Bij de verbinding van $P$ naar $Q$ in één sprong via de E-laag is de invalshoek groter dan bij de verbinding via de F-laag ($\alpha_E > \alpha_F$). Daardoor kan in bepaalde omstandigheden voor de verbinding via de E-laag een hogere frequentie worden gebruikt dan voor die via de F-laag.

In de laatste tien jaar zijn de Amerikanen voorgegaan in het uitwerken van een systeem om uit regelmatige ionosfeerpeilingen op vele plaatsen op aarde voorspellingen af te leiden omtrent de $f_{max}$-waarden. Zo geeft het Central Radio Propagation Laboratory van het National Bureau of Standards te Washington grafieken uit met een groot aantal „voorspelde" krommen, langs ieder waarvan $f_{max}$ een constante waarde heeft; de coördinaten zijn de geografische breedte en de plaatselijke tijd van het punt van terugkaatsing. Ieder blad met $f_{max}$-contouren geldt voor een bepaalde ionosferische laag, voor een bepaalde afstand en voor een bepaalde zone van de aarde (dit laatste om globaal de invloed van het aardmagnetisme in rekening te kunnen brengen). De krommen zijn afgeleid uit extrapolatie van het gemiddelde verloop van waarden van $f_{crit}$, die uit talrijke ionosfeerpeilingen zijn gevonden. Zij zijn één maand geldig en worden drie maanden tevoren gepubliceerd.

Ten aanzien van de afstand heeft men zich bij deze grafieken beperkt tot de afstanden nul (waarbij $f_{max} = f_{crit}$), 2000 km (alleen voor de E- en de $E_s$-laag [8])) en 4000 km (alleen voor de F- en $F_2$-laag).

[7]) In de Engelse en Amerikaanse literatuur heet deze verhouding de „muf-factor", waarin muf = maximum usable frequency.

[8]) Met $E_s$ wordt de zg. sporadische E-laag aangeduid, die op onregelmatige tijden en min of meer plaatselijk optreedt. De hoogte is ongeveer gelijk aan die van de normale E-laag, de electronendichtheid (dus ook $f_{crit}$) veel groter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Aan de hand van een (nog vrij ingewikkelde) gebruiksaanwijzing en met behulp van een wereldkaart en nomogrammen kan men voor een willekeurige verbinding de gunstigste werkfrequentie met vrij grote zekerheid voorspellen.

Uit het voorgaande zal het wetenschappelijke en practische belang van ionosfeerpeilingen genoegzaam zijn gebleken. Wij zullen nu overgaan tot de beschrijving van een der door ons ontworpen peilers. Bij deze is vooral gestreefd naar een grote eenvoud, teneinde hem ook onder het bereik te brengen van gevorderde amateurs, die een welkome aanvulling van het waarnemingsmateriaal zouden kunnen leveren. Het is niet de bedoeling, ver af te dalen in technische bijzonderheden. De hierin geïnteresseerde lezer verwijzen wij naar een elders gepubliceerd artikel [9]) of naar gegevens die kunnen worden verstrekt door het in noot *) op blz. 152 genoemde laboratorium.

**Beschrijving van een eenvoudige ionosfeerpeiler**

*Fig. 9* is een foto van de eenvoudige ionosfeerpeiler. Het in fig. 5 afgebeelde oscillogram is met deze installatie opgenomen. De frequentie is regelbaar van 5 tot 10 MHz. Deze band is voldoende voor het bestuderen van de voornaamste eigenschappen der F-lagen (vgl. fig. 6) en stelt ons ook in staat, echo's van de sporadische E-laag (vgl. noot [8])) — wanneer deze aanwezig is — waar te nemen. Als herhalingsfrequentie van de golftreinen is de netfrequentie gekozen (50 Hz); de ionosferische toestand verandert niet zo vlug dat een hogere frequentie gemotiveerd zou zijn.

De golftreinen moeten niet zo kort duren dat de bandbreedte van de kringen uitermate groot zou moeten zijn. Anderzijds moet de duur korter zijn dan de echotijd $t_e$, die het signaal nodig heeft om de afstand tussen de aarde en de onderste te onderzoeken laag heen en terug af te leggen; was hieraan niet voldaan, dan zou op het scherm van de oscillograaf de echo-impuls niet gescheiden zijn van de direct ontvangen impuls. Daar de onderste laag waarom het ons te doen is, de $E_s$-laag is, op een hoogte van een honderdtal km, is de tijd $t_e$ ten minste ongeveer 700 μs. Als duur van de golftreinen hebben wij een aanzienlijk kortere tijd gekozen, in de orde van 100 μs, waardoor een duidelijke scheiding van de twee impulsen is gewaarborgd, zonder dat de doorgelaten band buitengewoon breed behoeft te zijn.

Het principe van de installatie komt geheel overeen met de verklaring die aan de hand van fig. 2 werd gegeven, dwz. op een oscillograaf worden een direct ontvangen impuls en een echo-impuls waargenomen. Bij gevolg onderscheiden we als achtereenvolgens te beschrijven hoofdbestanddelen: het stuurgedeelte, het zendgedeelte, het ontvanggedeelte en de antennes.

*Stuurgedeelte*

Het stuurgedeelte moet de signalen leveren die de werking van de zender op de gewenste wijze coördineren met die van de ontvanger. Het levert (zie *fig. 10*) iedere $^1/_{50}$ seconde een impuls die de zender in werking stelt, een lineair toe- en afnemende spanning voor de tijdas van de kathodestraalbuis, een spanning om deze buis tijdens de terugslag te

Fig. 9. Ionosfeerpeiler van eenvoudige constructie. Van boven naar beneden: de zender, de modulator, het stuurgedeelte, de ontvanger en een oscillograaf type MS 476.

[9]) P. Maguer, Le sondage ionosphérique, Radio Française 1949 (No. 4), blz. 7-12.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



blokkeren, en een reeks impulsen die een afstandschaal langs de horizontale as vormen.

De krommevorm en de onderlinge fazen van de verschillende signalen zijn weergegeven in fig. 10. Al deze signalen worden afgeleid uit één enkele rechtstaat een nagenoeg rechthoekige spanning, waarvan de krommevorm steile flanken vertoont; deze spanning is geschikt om dienst te doen als stuurspanning.

De nauwkeurigheid van de synchronisaties die we de stuurspanning laten bewerkstelligen is evenredig

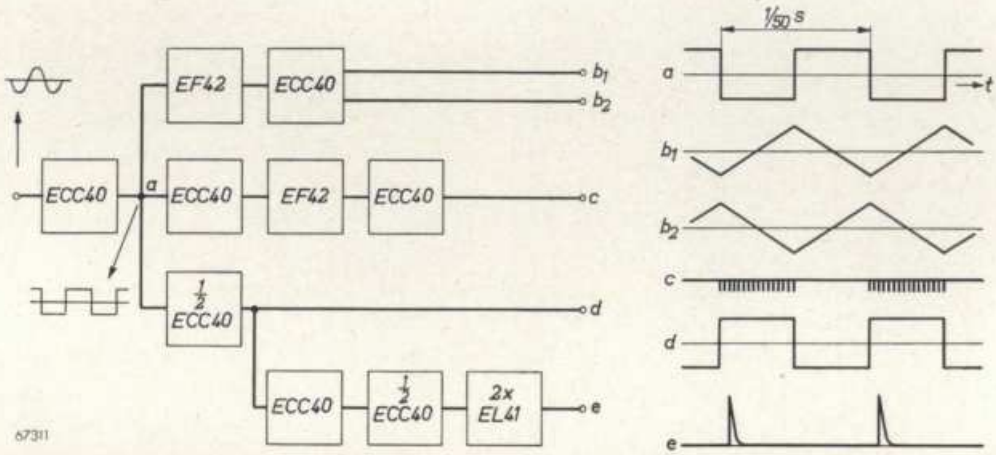


Fig. 10. Blokschema van het stuurgedeelte. De buis ECC 40 (links), op welker ingang een sinusvormige spanning van 50 Hz staat, produceert een rechthoekige spanning (stuurspanning), die is voorgesteld in (*a*). Uit deze stuurspanning worden afgeleid de balansspanning voor de horizontale afbuiging ($b_1$ en $b_2$), de spanning voor de electronische hoogteschaal (*c*), de spanning voor het periodiek blokkeren van de kathodestraalbuis (*d*), en de impulsen voor het periodiek laten werken van de zender (*e*).

hoekige spanning — stuurspanning genaamd —, zodat hun fazen volkomen constant zijn (op een kleine regelbaarheid van de faze der impulsen die de zender doen werken, komen we aanstonds terug).

We onderscheiden de volgende schakelingen.

a) Stuurkring. De rechthoekige spanning die het geheel bestuurt, wordt verkregen door uit te gaan van een sinusvormige wisselspanning van 50 Hz. Deze wordt via een op 50 Hz afgestemde kring (*fig. 11*) ontleend aan een wikkeling op de voedingstransformator en over een weerstand van 0,5 MΩ gelegd aan het rooster van het eerste triodesysteem van een buis ECC 40, dat met het tweede systeem in cascade is geschakeld. In deze schakeling wordt een groot deel van de beide sinustoppen afgesneden. Aan de anode van het tweede triodesysteem ont-

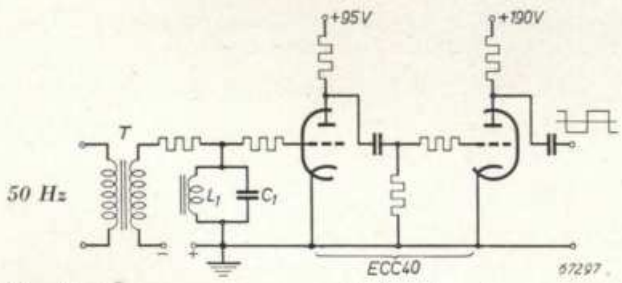


Fig. 11. Schema van het stuurgedeelte. *T* op het net aangesloten transformator. $L_1$-$C_1$ op 50 Hz afgestemde kring, ECC 40 dubbele triode, waarin de beide toppen van de sinusvormige spanning worden afgesneden, zodat een rechthoekige spanning ontstaat (stuurspanning).

met de steilheid van de flanken. Ter verwijdering van eventuele harmonischen, die deze flanken zouden kunnen vervormen, is de bovengenoemde afgestemde kring ingeschakeld.

b) Schakeling voor het opwekken van een driehoekige afbuigspanning. Deze

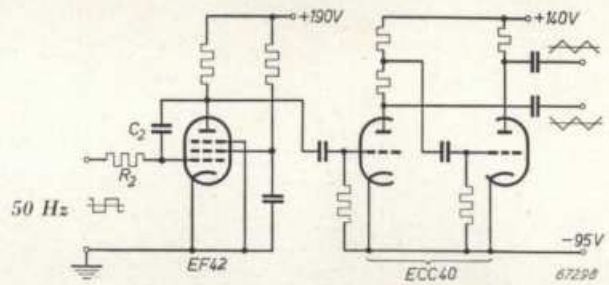


Fig. 12. Schakeling voor het opwekken van de afbuigspanning. De penthode EF 42, de weerstand $R_2$ en de condensator $C_2$ vormen een Miller-integrator. Met een rechthoekige spanning op de ingang, levert deze een spanning met de vorm van een gelijkbenige driehoek. Deze spanning wordt versterkt door een buis ECC 40 met symmetrische uitgang.

schakeling (*fig. 12*) levert een spanning welke dient voor de horizontale afbuiging in de kathodestraalbuis. Ze bestaat o.a. uit een integrator, waarvan de ingangspanning wordt gevormd door de rechthoekige stuurspanning, zodat de uitgangspanning de vorm van een gelijkbenige driehoek aanneemt (fig. $10b_1$).

De integrator is van het Miller-type [10]). Hij bevat

[10]) De Miller-integrator is o.a. besproken in Philips techn. T. **12**, 333-334, 1950 (No. 11), fig. 15 en noot [7]).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



een penthode EF 42, waarvan het stuurrooster wordt gevoed over een weerstand $R_2 = 2$ MΩ en met de anode is verbonden over een condensator met een capaciteit $C_2 = 50\,000$ pF. De tijdconstante $R_2C_2$ is 0,1 s en overtreft dus aanmerkelijk de duur van een periode van de te integreren stuurspanning. Met deze waarde van $R_2C_2$ wijkt de vorm van de uitgangspanning minder dan 1% af van de lineariteit.

De integrator wordt gevolgd door een versterker, voorzien van een buis ECC 40. Het ene triodesysteem van deze buis versterkt een fractie van de uitgangspanning van het andere, zodanig dat de twee uitgangspanningen symmetrisch ten opzichte van aarde zijn (zie fig. $10b_1$ en $10b_2$).

c) Electronische hoogteschaal. De electronische schaalverdeling wordt gevormd door impulsen met een herhalingsfrequentie van 3000 Hz, zodat de afstand tussen twee opeenvolgende impulsen overeenkomt met een hoogteverschil van 50 km.

De impulsen worden verkregen met behulp van een oscillator met „fazeherstel". Deze bestaat in hoofdzaak uit een op 3000 Hz afgestemde kring $L_2$-$C_3$ in verbinding met de twee triodesystemen van een buis ECC 40 (*fig. 13*). Het rechtertriodesysteem (*I* in fig. 13) vormt met de kring $L_2$-$C_3$

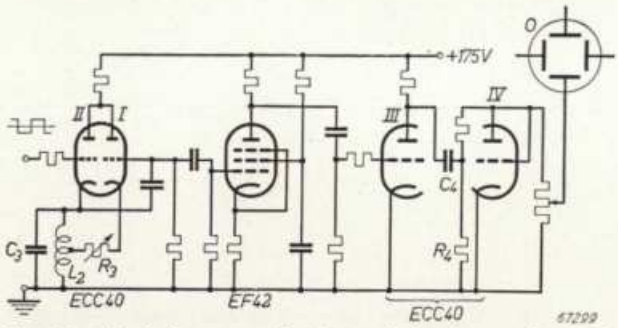


Fig. 13. Schakeling voor de electronische hoogteschaal. De kring $L_2$-$C_3$, afgestemd op 3000 of op 1500 Hz, en het triodesysteem *I* van een buis ECC 40 vormen een Hartley-oscillator. Deze wordt 50 maal per seconde in de juiste faze gebracht door het systeem *II* van dezelfde buis, op welks ingang de stuurspanning staat. EF 42 versterkbuis. *III* triode die de toppen afsnijdt. $C_4$-$R_4$ differentiërende keten. *IV* diode die de impulsen van ongewenste polariteit afsnijdt. *O* kathodestraalbuis.

een Hartley-oscillator. Een variabele weerstand $R_3$, geschakeld tussen de kathode en de aftakking op $L_2$, wordt zo ingesteld dat de trillingen nog juist aan de gang blijven.

De frequentie van deze trillingen is in het algemeen niet precies een veelvoud van 50 Hz. Daarom heeft men een inrichting nodig die er voor zorgt dat telkens op het ogenblik waarop het schrijven van de horizontale as aanvangt, de oscillator in kwestie opnieuw begint te oscilleren met dezelfde faze ten opzichte van de flanken van de stuurspanning. Het herstel van de juiste faze wordt verkregen doordat het andere triodesysteem (*II*) van de buis ECC 40, op welks rooster de stuurspanning staat, zodanig is geschakeld dat het 50 maal per seconde de oscillator in gang zet en stop zet. Op het ogenblik waarop de stuurspanning verspringt van positief naar negatief, wordt de anodestroom van *II*, die door de spoel $L_2$ loopt, plotseling verbroken en begint de kring $L_2$-$C_3$ te oscilleren. Daar met behulp van $R_3$ de demping ongeveer nul is gemaakt, hebben de trillingen een nagenoeg constante amplitude (het aanloopverschijnsel duurt zeer kort), tot het einde van de halve periode toe waarin de stuurspanning negatief is. Dan wordt de triode *II* opnieuw geleidend, haar geringe inwendige weerstand bevindt zich parallel aan de trillingskring, zodat de trillingen snel worden gedempt. Zij beginnen opnieuw, met de eigen frequentie van de kring $L_2$-$C_3$, zodra de stuurspanning weer van positief naar negatief verspringt.

De sinusvormige spanning van 3000 Hz wordt afgenomen aan het rooster van het triodesysteem *I*. Ze wordt versterkt door een penthode EF 42, en door de triode ECC 40 (*III*) worden op de gebruikelijke wijze de toppen van de sinus afgesneden. Zo verkrijgt men aan de uitgang van de triode *III* een rechthoekige spanning van 3000 Hz. Deze wordt gelegd aan een keten gevormd door een capaciteit $C_4$ en een weerstand $R_4$ in serie. De tijdconstante van deze keten is klein ten opzichte van $^1/_{3000}$ seconde. De keten werkt dus als differentiator, zodat de spanning over de weerstand de vorm heeft van de afgeleide van de aangelegde rechthoekige spanning, dus van een reeks impulsen met afwisselende polariteit. Het tweede triodesysteem van de buis ECC 40, geschakeld als diode, snijdt de impulsen met negatief teken af. Men houdt dus alleen positieve impulsen over, met een onderlinge afstand van $^1/_{3000}$ s. Gelegd aan de onderste afbuigplaat van de kathodestraalbuis, leveren deze impulsen langs de horizontale as benedenwaarts gerichte deelstrepen, overeenkomend met hoogteverschillen van 50 km, zoals reeds werd vermeld. (Dat de negatieve impulsen, die omhoog gerichte deelstrepen zouden leveren, worden afgesneden, heeft tot reden dat ze gemakkelijk verwarring zouden doen ontstaan met de eveneens omhoog gerichte echo-impuls).

Men kan de oscillator ook laten werken op 1500 Hz en verkrijgt dan een schaalverdeling met stappen van 100 km.

d) Straalonderdrukking tijdens de terugslag. De helft *V* van weer een andere buis ECC 40 (*fig. 14*) ontvangt op het rooster de stuurspanning en levert een rechthoekige spanning van tegen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



gesteld teken. Deze laatste wordt gelegd aan het stuurrooster van de kathodestraalbuis en dooft de lichtstip tijdens de halve perioden waarin ze negatief (dus de stuurspanning positief) is. Dank zij deze maatregel kan het oscillogram van hetgeen in de andere halve periode geschiedt, over de volle breedte van het scherm worden uitgebreid.

hoekige spanning aan het punt *b* — dezelfde spanning die de kathodestraalbuis bestuurt — een reeks impulsen, waarvan die met positief teken de triode *VII* geleidend maken, hetgeen gepaard gaat met het blokkeren van de triode *VIII*. Na een zeker tijdsverloop herstelt zich de rusttoestand; men kan deze tijd variëren door middel van de weerstand *P*

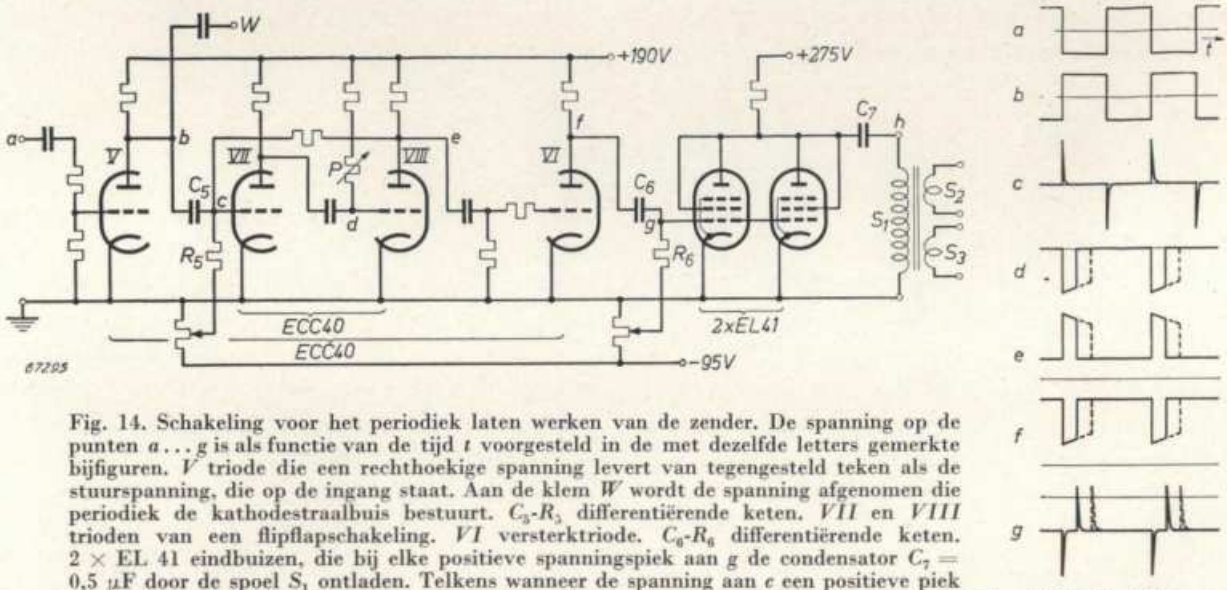


Fig. 14. Schakeling voor het periodiek laten werken van de zender. De spanning op de punten *a* ... *g* is als functie van de tijd *t* voorgesteld in de met dezelfde letters gemerkte bijfiguren. *V* triode die een rechthoekige spanning levert van tegengesteld teken als de stuurspanning, die op de ingang staat. Aan de klem *W* wordt de spanning afgenomen die periodiek de kathodestraalbuis bestuurt. $C_5$-$R_5$ differentiërende keten. *VII* en *VIII* trioden van een flipflapschakeling. *VI* versterktriode. $C_6$-$R_6$ differentiërende keten. 2 × EL 41 eindbuizen, die bij elke positieve spanningspiek aan *g* de condensator $C_7$ = 0,5 µF door de spoel $S_1$ ontladen. Telkens wanneer de spanning aan *e* een positieve piek vertoont, wordt *VII* geleidend en *VIII* stroomloos. De oorspronkelijke toestand (*VIII* geleidend, *VII* stroomloos) herstelt zich een zekere tijd later, welke tijd door middel van de regelbare weerstand *P* kan worden ingesteld. De impulsen aan *d*, *e* en *f* hebben dus een regelbare breedte, de positieve pieken aan *g* een regelbare faze.

e) Schakeling voor het periodiek laten werken van de zender. Deze schakeling levert synchronisatie-impulsen aan een multivibrator, die de modulator vormt van de oscillator voor hoge frequentie. Ook deze impulsen worden afgeleid uit de stuurspanning. Wegens de verschillen in tijdconstante van de diverse delen van de apparatuur zouden echter, indien geen bepaalde maatregelen waren genomen, de genoemde impulsen niet precies samenvallen met een impuls van de 3000 Hz-oscillator. De zendimpuls zou dus niet precies op een deelstreep van de hoogteschaal vallen, hetgeen de aflezing zou bemoeilijken. Om hierin te voorzien, komt de impuls die de zender in werking stelt, met een kleine, regelbare, vertraging na het door nul gaan van de stuurspanning.

De schakeling voor het in werking stellen van de zender bestaat uit een „flipflap"-schakeling, die voor de regelbare vertraging zorgt, en verder uit een versterkingstrap en een impulsgenerator.

De flipflapschakeling bevat een buis ECC 40, waarvan de twee helften (*VII* en *VIII*) een geblokkeerde multivibrator vormen. In de rusttoestand is *VII* geblokkeerd en laat *VIII* stroom door. De differentiërende keten $C_5$-$R_5$ vormt uit de rechthoekige spanning aan het punt *b* (fig. 14), waarover de condensator die *VII* met *VIII* koppelt, zich ontlaadt.

De spanning afgenomen aan de anode van *VIII* wordt versterkt door een triode *VI* (die deel uitmaakt van een buis ECC 40 waarvan het gedeelte *V* al ter sprake is gekomen), en gedifferentieerd door een keten $C_6$-$R_6$. Op de ogenblikken, waarop de flipflapschakeling in de rusttoestand terugkeert, vertoont de spanning over $C_6$-$R_6$ een steil front, dat bij differentiatie een positieve impuls levert op het punt *g*. Deze werkt op de stuurroosters van twee parallelgeschakelde buizen EL 41. In de normale toestand zijn deze buizen geblokkeerd, maar op de ogenblikken van de impulsen ontladen zij een condensator $C_7$ van 0,5 µF door een wikkeling van een transformator die deel uitmaakt van de modulator (zie hieronder).

f) Voeding. De gelijkstroomvoorziening van het stuurgedeelte geschiedt door een gelijkrichter, uitgerust met een gelijkrichtbuis type 1882. De verkregen gelijkspanning wordt, na afvlakking, gestabiliseerd door drie in serie geschakelde neonbuizen type 4687. Het punt tussen de eerste en de tweede stabiliseerbuis is geaard. Men beschikt dus over een positieve spanning van ongeveer 190 V

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



en een negatieve, die als roostervoorspanning dient, van 95 V. De voedingen van de diverse onderdelen zijn ontkoppeld.

*Zendgedeelte*

Het zendgedeelte (*fig. 15*) omvat de modulator, de voeding en de eigenlijke zender. Deze laatste bestaat uit een auto-oscillator, die door spanningsimpulsen wordt gevoed.

De anode van de moduleerbuis (TB 2/200 [11])) wordt, via de spoel $S_2$ van een transformator met drie wikkelingen, gevoed met 1100 V gelijkspanning, geleverd door een gelijkrichter die is voorzien van een gelijkrichtbuis met kwikdampvulling, type DCG 4/1000. Door de spoel $S_1$ lopen stroomimpulsen die van het stuurgedeelte afkomstig zijn (fig. 14). In de roosterkring bevinden zich de spoel $S_3$ en een bron van negatieve voorspanning.

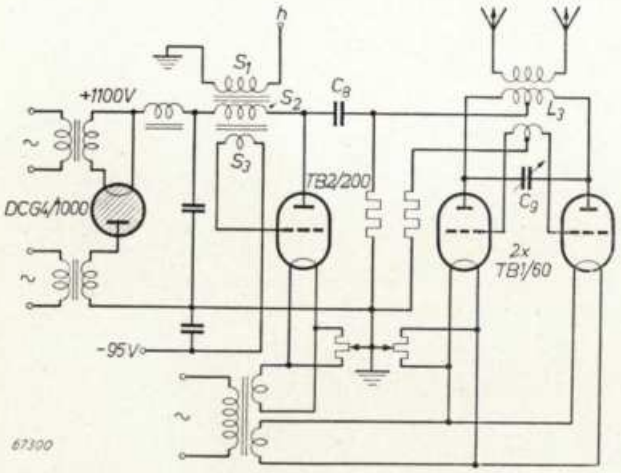


Fig. 15. Schema van de zender. TB 2/200 moduleerbuis, die bij iedere stroomimpuls door de spoel $S_1$ (vgl. fig. 14) de condensator $C_8$ = 0,25 µF door de Mesny-oscillator (buizen TB 1/60 en trillingskring $L_3$-$C_9$) ontlaadt. Met $C_9$ is de frequentie regelbaar van 5 tot 10 MHz.

Iedere impuls verwekt een anodestroomstoot in de overigens geblokkeerde moduleerbuis [12]). De koppeling tussen $S_2$ en $S_3$ is zodanig dat er dan telkens een slechts één periode durende trilling optreedt. Het plotseling afbreken van de anodestroom verwekt een sterke spanningstoot aan de anode van de buis. Deze spanningstoot, die een waarde van een paar duizend volt bereikt, doet telkens even de zendoscillator werken. Gedurende de overige tijd is deze laatste stroomloos.

De zendoscillator werkt met twee trioden TB 1/60 [11]) in een symmetrische schakeling met inductieve terugkoppeling (Mesny-schakeling). Het topvermogen bedraagt ongeveer 2 kW. Zoals reeds werd gezegd, is de zendfrequentie regelbaar van 5 tot 10 MHz. De kring wordt gevormd door een spoel die is gewikkeld op een geraamte van steatiet (dat eveneens de roosterwikkelingen draagt), en door een variabele condensator van 130 pF, geïsoleerd voor 5000 V (de hoogfrequente spanning bereikt een topwaarde van 4000 V).

*Ontvanggedeelte*

De ontvanger is een gevoelige superheterodyne-ontvanger. Hij bevat (zie *fig. 16*) een trap hoogfrequentversterking met symmetrische ingang, uitgerust met een buis EF 42. Als mengbuis fungeert een triode-hexode ECH 41. De middenfrequentversterker is ingesteld op 472 kHz en omvat twee trappen, elk met een buis EF 42. De bandbreedte

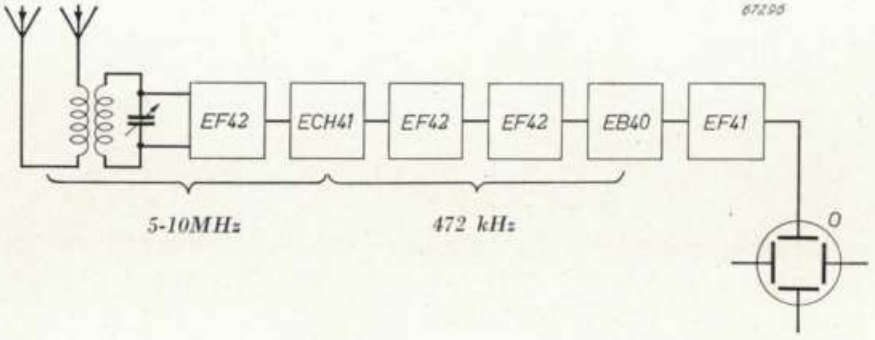


Fig. 16. Blokschema van de ontvanger, die bestaat uit een trap hoogfrequentversterking (EF 42), een mengtrap (ECH 41), twee trappen middenfrequentversterking (EF 42), een detector (EB 40) en een trap laagfrequentversterking (EF 41), die is verbonden met de oscillograaf *O*.

[11]) De buis TB 2/200 van de modulator kan met voordeel worden vervangen door een tetrode QB 3/300, en de twee buizen TB 1/60 van de oscillator door een dubbele tetrode QQE 06/40 (voor een beschrijving van deze laatste, zie: E. G. Dorgelo en P. Zijlstra, Philips techn. T. **12**, 161-170, 1950 (No. 6)). Deze modernere typen waren ten tijde van het ontwerpen van onze ionosfeerpeiler nog niet beschikbaar.

In de hier beschreven installatie worden de maximale topwaarden van de anodestroom en -spanning die bij continu werken nog toelaatbaar zijn, aanmerkelijk overschreden. Daarom is de normale garantie op de buizen niet van toepassing.

[12]) Voor een uitvoeriger bespreking van deze schakeling, zie bijv.: L. Liot, Le générateur d'impulsions à auto-excitation, Electronique, April 1951 (No. 53), blz. 8-11.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van de transformatoren is, in vergelijking met die van een gewone ontvanger, vergroot, teneinde de impulsen beter door te laten. De band beslaat 18 kHz tussen de frequenties waarbij de versterking 6 dB is gedaald.

Voor de detectie zorgt een diode EB 40, in combinatie met een regelbare drempelspanning. Met deze laatste kunnen ten dele de storingen worden verwijderd wanneer de veldsterkte van de ionosferische echo voldoende groot is. De laagfrequentversterker is voorzien van een buis EF 41, die belast is met een weerstand. De uitgangspanning bewerkstelligt de verticale uitslag van een kathodestraaloscillograaf type MS 476.

Van maatregelen om de ontvanger opzettelijk te blokkeren tijdens het werken van de zender kon hier worden afgezien. Bij de gebruikte lage anodespanningen in de ontvanger (60 V) is het direct ontvangen signaal al zodanig begrensd dat er geen schadelijke gevolgen optreden.

*Antennes*

De zend- en de ontvangantenne, geheel gelijk van vorm, zijn zo ontworpen dat een richteffect ten gunste van de verticaal wordt verkregen en dat men kan volstaan met slechts twee ophangpunten.

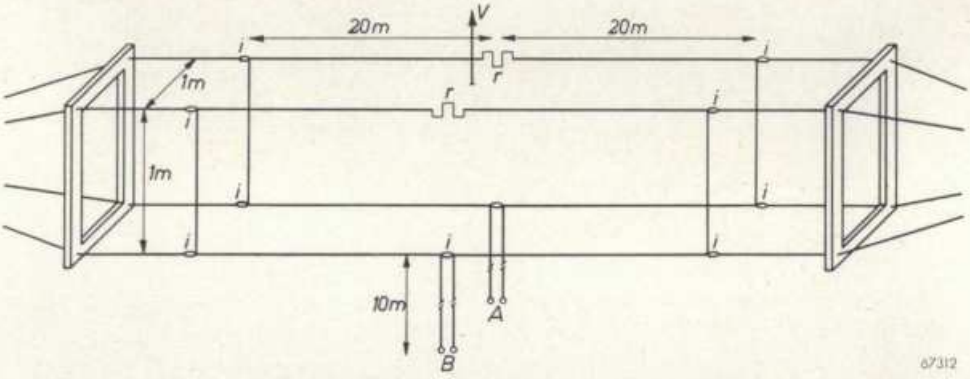


Fig. 17. Zend- en ontvangantenne, elk 40 m lang en over een 10 m lange voedingsleiding verbonden met de zender *A*, resp. met de ontvanger *B*. *i* isolatoren, *r* weerstanden van 800 ohm (2 W). De pijl *V* geeft de richting van de verticaal aan.

Elk der antennes (*fig. 17*) bestaat uit een rechthoek van 1 m hoog en horizontaal 40 m lang (d.i. $^2/_3$ tot $^4/_3$ maal de golflengte waarmee wordt gewerkt). Zij bevinden zich op 1 m afstand van elkaar. De onderste draad van iedere rechthoek is in het midden onderbroken door een isolator, aan weerszijden waarvan een 10 m lange voedingsleiding is bevestigd. Deze leidingen zijn aan het andere einde aangesloten op een spoel, die met de zender, resp. de ontvanger, is gekoppeld. De impedantie van de leiding is ongeveer 1000 ohm.

De bovenste draden van de rechthoeken zijn in het midden onderbroken door een weerstand van 800 ohm. Deze weerstanden, waarin een vermogen van enkele watts wordt gedissipeerd, zijn aangebracht met het doel, het optreden van staande golven te vermijden. Aldus wordt een stroomverdeling verkregen die een maximale straling naar (resp. ontvangst uit) het zenith tot gevolg heeft.

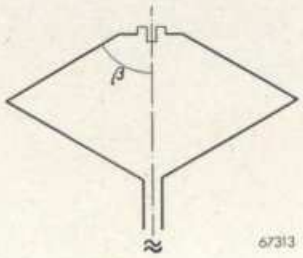


Fig. 18. Ruitvormige antenne. Door de halve tophoek $\beta = 90°$ te maken, komt men tot een antenne van de in fig. 17 afgebeelde vorm.

De besproken antenne is een bijzonder geval van de meer gebruikelijke ruitvormige antenne (*fig. 18*). Berekening leert dat het maximale richteffect ten opzichte van het zenith wordt verkregen indien de halve tophoek $\beta = 90°$ wordt genomen. Aldus zijn we gekomen tot de antennevorm die in fig. 17 is afgebeeld.

Behalve de beschreven installatie is ook een tweede uitgewerkt, waarin diverse verbeteringen en verfijningen zijn aangebracht, zodat bijv. het diagram $h' = f(f)$ direct op het scherm van de oscillograaf zichtbaar wordt. Deze peiler hopen wij bij een andere gelegenheid te bespreken.

---

**Samenvatting.** Het onderzoek van de ionosfeer geschiedt in hoofdzaak door middel van de ionosfeerpeiler volgens Breit en Tuve. Hierbij wordt oscillografisch de echotijd gemeten die verloopt tussen het uitzenden van een golftrein en de aankomst van het door de ionosfeer teruggekaatste signaal in een zeer dicht bij de zender opgestelde ontvanger. Uit de grootte van de echotijd volgt de effectieve hoogte van de reflecterende laag, en uit de hoogste frequentie waarbij de beschouwde laag nog als reflector werkt, volgt de maximale electronendichtheid

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



in de laag. Het verloop van deze beide grootheden als functie van de tijd vertoont diverse periodiciteiten, maar ook onregelmatige schommelingen, en is bovendien afhankelijk van de geografische breedte van het punt van waarneming. Is het verloop op vele plaatsen op aarde bekend, dan kan daaruit, reeds enige maanden tevoren, met vrij grote zekerheid de gunstigste frequentie voor een willekeurige radioverbinding worden afgeleid. Grotere betrouwbaarheid van dergelijke voorspellingen zal kunnen worden verkregen als meer waarnemingsmateriaal ter beschikking staat. Met het oog hierop hebben de schrijvers een ionosfeerpeiler van eenvoudige constructie ontworpen, die hier wordt beschreven. Deze peiler is bedoeld voor het onderzoek van de F-lagen en de sporadische E-laag.

De zender, werkend met twee buizen TB 1/60 in Mesny-schakeling, heeft een frequentie die regelbaar is van 5 tot 10 MHz en geeft 50 golftreinen per seconde met een duur van ongeveer 100 μs en een topvermogen van omstreeks 2 kW. De ontvanger is van het superheterodyne-type en heeft een bandbreedte van 18 kHz. Op een oscillograaf worden het direct ontvangen signaal en het echosignaal zichtbaar als twee impulsen. De afstand tussen deze beide is een maat voor de effectieve hoogte van de reflecterende laag, welke hoogte op een „electronische hoogteschaal" rechtstreeks kan worden afgelezen. De juiste samenwerking tussen de zender en de ontvanger wordt verzekerd door stuursignalen, die alle worden afgeleid uit de netspanning. De antennes geven maximale straling naar (resp. maximale ontvangst uit) het zenith.

---

# FABRICAGE VAN TELEVISIE-ONTVANGERS

De monteuse rechts op de foto ontvangt periodiek een nog geheel onbezet chassis, bevestigt er enige onderdelen op, die zij uit de vóór haar staande voorraadbakjes neemt, en geeft het dan door aan haar rechterbuurvrouw. Deze voegt enige onderdelen toe, en zo vervolgens. Aan het eind van de rij, geheel links op de foto, is het chassis compleet op de buizen na. Het komt dan te liggen op een transportband, die het in tegengestelde richting — op de foto dus van links naar rechts — langs een reeks plaatsen voert waar contrôlemetingen worden verricht en eventuele fouten opgespoort en verholpen. Op een bepaald punt worden de buizen (echter de weergeefbuis nog niet) in de houders gezet, waarna opnieuw bepaalde contrôles worden uitgevoerd. Bij de monteur op de voorgrond is de montage zo ver gevorderd, dat de houten bodem en frontplaat kunnen worden aangebracht; men ziet hier ook de rubber ring (masker genoemd), waarin, bij de volgende bewerking, de voorzijde van de weergeefbuis komt te rusten. Bij het toestel geheel op de voorgrond — de direct-zichtontvanger type TX 500 U — is deze buis aangebracht.

Niet meer zichtbaar op de foto zijn de volgende stappen: contrôleplaatsen voor beeld en geluid, een plaats waar de toestellen enige uren in werking staan, het voltooien van de kast, en het verpakken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



# VEROUDERINGSVERSCHIJNSELEN IN IJZER EN STAAL NA SNEL KOELEN

door J. D. FAST. 620.193.918:669.14-156:621.785.618:621.791.75

*Na mechanische of thermische behandelingen vertonen technische staalsoorten vaak een merkwaardig gedrag. Zo treedt na snel koelen (afschrikken) vaak veroudering op, dat is een verandering van de mechanische eigenschappen, bijv. de hardheid, in de loop van de tijd. Dit verschijnsel kan zich o.a. voordoen na het electrisch lassen, en blijkt bepaald te worden door de in het metaal aanwezige bijmengsels zoals koolstof en stikstof. In een tweetal artikelen zullen de atomaire processen die voor deze veroudering verantwoordelijk zijn, aan een nader onderzoek worden onderworpen. In het eerste, nu volgende, artikel wordt de afschrikveroudering aan de hand van hardheidsmetingen besproken; in het tweede, direct hierop aansluitende, artikel zullen de processen die dit verschijnsel veroorzaken nog eens, doch van een geheel andere zijde, worden benaderd. Een derde artikel in deze reeks zal later verschijnen en zal handelen over de veroudering die na mechanische vervormingen optreedt.*

## Inleiding

De normale technische staalsoorten, die op grote schaal voor constructiedoeleinden worden gebruikt, vertonen zowel na snel koelen van hoge temperaturen (afschrikken) als na een vervorming bij kamertemperatuur, zg. verouderingsverschijnselen. Tot deze verschijnselen behoort het langzaam maar zeker in ongunstige zin veranderen van de mechanische eigenschappen, bijv. de hardheid. Treden de veranderingen op na snel koelen, dan spreekt men van afschrikveroudering, in het andere geval van vervormingsveroudering.

Zoals wij nog zullen duidelijk maken, vindt de veroudering in beide gevallen zijn oorzaak in de aanwezigheid in het staal van bijmengsels. Van deze bijmengsels zijn voor onze experimenten en beschouwingen vooral mangaan, koolstof, stikstof en zuurstof van belang. Wat orde van grootte betreft, treden deze elementen in de hiervoor genoemde staalsoorten vaak in de volgende gewichtspercentages op: 0,5% Mn, 0,1% C, 0,01% N, 0,01% O. Over de invloed van elk dezer bijmengsels afzonderlijk op de veroudering vindt men in de literatuur tegenstrijdige beweringen. De oorzaak hiervan is dat men zijn conclusies pleegt te baseren op experimenten aan de technische staalsoorten zelf, dwz. aan ijzer waarin de genoemde verontreinigingen en nog enkele andere (vooral zwavel en phosphorus) gezamenlijk aanwezig zijn.

Door gebruik te maken van een reeds eerder in dit tijdschrift [1]) beschreven toestel, dat ons in staat stelt ijzer met een nauwkeurig bekend gehalte aan een of meer verontreinigingen te bereiden, is het ons mogelijk geweest de werkingen van koolstof, stikstof en zuurstof in overigens zuiver ijzer en in ijzer dat een weinig mangaan bevat, afzonderlijk te bestuderen.

In het in dit artikel te bespreken onderzoek werd de afschrikveroudering bestudeerd aan de hand van metingen van de hardheid van het metaal na verschillende thermische behandelingen. Nieuwe resultaten, die voor de theorie van de veroudering en voor de metaaltechniek van groot belang zijn, werden verkregen door metingen aan legeringen die stikstof, en die mangaan en stikstof tezamen bevatten [2]).

## De inwendige structuur van ijzer en ijzerlegeringen

Alvorens de experimenten te bespreken, is het nodig iets te zeggen over de inwendige structuur der legeringen, over de oplosbaarheden van de beschouwde bijmengsels en over de atomaire processen in het metaal die voor de afschrikveroudering verantwoordelijk moeten worden gesteld. De in de volgende paragrafen te behandelen materie vormt ook de grondslag voor de beschouwingen in het tweede artikel.

IJzer treedt in twee toestandsvormen of modificaties op, die zich van elkaar onderscheiden door de ruimtelijke rangschikking der atomen. Beneden 910 °C en van 1400 °C tot aan zijn smeltpunt (1540 °C) kristalliseert ijzer „kubisch midbloks" [3]), een structuur, waarvan de kleinste eenheid (de zg. elementaire cel, waaruit een ijzerkristal van willekeurige grootte in gedachten kan worden opgebouwd door ze in drie onderling loodrechte

[1]) J. D. Fast, Philips techn. T. **11**, 245-248, 1949.

[2]) Deze resultaten zijn beknopt behandeld in: J. D. Fast, Revue de Métallurgie **47**, 779-786, 1950 (No. 10).

[3]) We gebruiken deze term en de term „kubisch midzijds" in plaats van de meestal gebruikte aanduidingen „kubisch ruimtelijk gecentreerd" resp. „kubisch vlakkengecentreerd". De hier gebezigde termen sluiten zich beter bij het Nederlandse taalgebruik aan en zijn bovendien korter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



richtingen voortdurend te herhalen) in *fig. 1* is afgebeeld. De cel bevat slechts twee atomen, aangezien elk van de acht atomen op de hoekpunten tot acht cellen behoort. Beneden 910 °C duidt men deze structuur aan als $\alpha$-ijzer, boven 1400 °C als

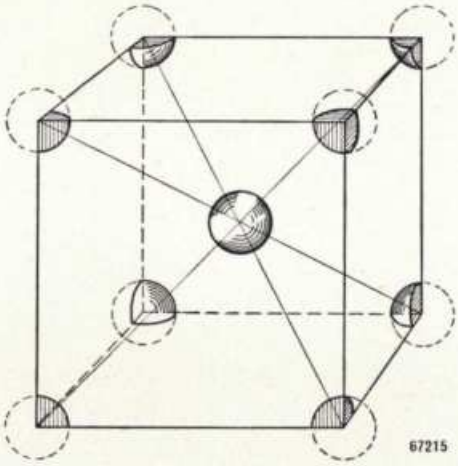


Fig. 1. Elementaire cel van een kubisch midbloks kristal, dat is de structuur van $\alpha$-ijzer. Om aan te geven dat de elementaire cel slechts twee atomen bevat, zijn de atomen op de hoekpunten slechts voor die gedeelten aangegeven welke binnen de kubus liggen.

$\delta$-ijzer. IJzer met deze rangschikking der atomen wordt ook wel ferriet [4]) of ferrietisch ijzer genoemd, terwijl ijzerlegeringen met deze kristalstructuur als ferrietische legeringen worden aangeduid.

Tussen 910 °C en 1400 °C kristalliseert ijzer „kubisch midzijds", een structuur, waarvan de elementaire cel in *fig. 2* is afgebeeld. Deze cel bevat vier atomen, aangezien de atomen op de hoekpunten er slechts voor $^1/_8$ en die in de middens der vlakken er voor de helft in liggen. Men spreekt hier van $\gamma$-ijzer of austeniet, en in het geval van legeringen van austenietische legeringen.

In een oplossing van mangaan in vast ijzer ($\alpha$- of $\gamma$-) moet men zich op willekeurig over het kristalrooster verdeelde plaatsen ijzeratomen vervangen denken door mangaanatomen. In een homogene austenietische ijzer-mangaan-legering met 25 atoom-% Mn, bevat dus elke elementaire cel (fig. 2) gemiddeld 1 atoom Mn en 3 atomen Fe. Men spreekt in dergelijke gevallen van substitutionele vaste oplossingen of substitutie-mengkristallen.

Zijn echter elementen, zoals koolstof, stikstof en zuurstof, met kleine en betrekkelijk gemakkelijk deformeerbare atomen, in opgeloste toestand in vast ijzer aanwezig, dan bevinden deze atomen zich in de ruimten tussen de ijzeratomen. Elke elementaire cel behoudt zijn normale aantal ijzeratomen, maar hier en daar bevat er een nog extra een atoom van het vreemde element. Men spreekt in dit geval van interstitiële vaste oplossingen of additie-mengkristallen.

Bij een nadere beschouwing van de grootten der beschikbare tussenruimten blijkt, dat er, zowel in $\alpha$-ijzer als in $\gamma$-ijzer, twee soorten holten zijn te onderscheiden. Stellen we ons voor dat de ijzeratomen in het kristal bollen zijn met straal $R$, die elkander raken, dan vinden we voor de stralen van de grootste bollen die nog in de holten tussen de „ijzerbollen" passen, de waarden:

in $\alpha$-ijzer 0,29 $R$ resp. 0,155 $R$,
in $\gamma$-ijzer 0,41 $R$ resp. 0,23 $R$.

De holten in een kubisch midbloks kristal zijn dus aanzienlijk kleiner dan die in een kubisch midzijds kristal. Het aantal holten in de $\alpha$-structuur is echter zoveel groter, dat de totale beschikbare ruimte in $\gamma$-ijzer kleiner is dan in $\alpha$-ijzer [5]). Dit is in overeenstemming met het feit dat de atomen in $\gamma$-ijzer een dichtste bolstapeling vormen, terwijl de stapeling in $\alpha$-ijzer minder dicht is.

De stralen van de koolstof- en stikstofatomen zijn aanmerkelijk groter dan die van de grootste holten in $\alpha$- en $\gamma$-ijzer. Zij bedragen resp. $r_C = 0{,}62\ R$ en $r_N = 0{,}56\ R$. Het oplossen van koolstof resp. stikstof moet dus een belangrijke deformatie van de elementaire cel ten gevolge hebben. Deze uitspraak blijft ook van kracht indien men aanneemt, dat de

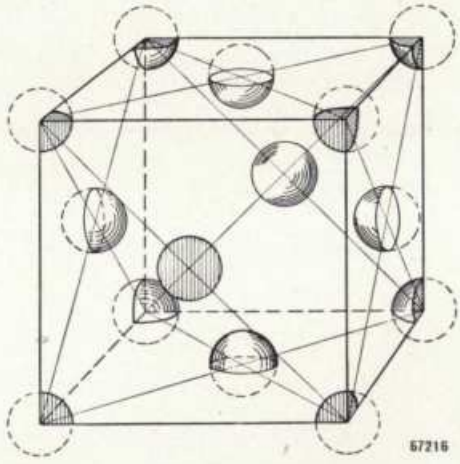


Fig. 2. Elementaire cel van een kubisch midzijds kristal, dat is de structuur van $\gamma$-ijzer. In deze en de vorige figuur zijn de afmetingen der atomen duidelijkheidshalve te klein getekend. Om aan te tonen dat de elementaire cel vier atomen bevat, zijn de atomen slechts voor de gedeelten die binnen de cel liggen, aangegeven.

[4]) Niet te verwarren met verbindingen van het type $MeO.Fe_2O_3$, waarin Me een tweewaardig metaal voorstelt, die als ferromagnetische materialen bekendheid hebben verworven en die eveneens ferrieten worden genoemd.

[5]) De $\alpha$-structuur bevat zes grote (0,29 $R$) en drie kleine (0,155 $R$) holten per ijzeratoom, de $\gamma$-structuur slechts één grote (0,41 $R$) en twee kleine (0,23 $R$) holten per ijzeratoom.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



koolstofatomen als een- of tweewaardige positieve ionen, en de stikstofatomen als een- of tweewaardige negatieve ionen in het rooster aanwezig zijn [6]).

Bij het oplossen van koolstof of stikstof in $\gamma$-ijzer is de deformatie gelijkwaardig ten opzichte van de kubusassen, onafhankelijk ervan welke soort holten wordt bezet (er zijn aanwijzingen dat de koolstof- en stikstofatomen slechts één der beide soorten holten bezetten). In $\alpha$-ijzer echter is de deformatie niet symmetrisch. Dit wordt geïllustreerd door *fig. 3*. Een atoom dat zich bevindt op de plaats *1*

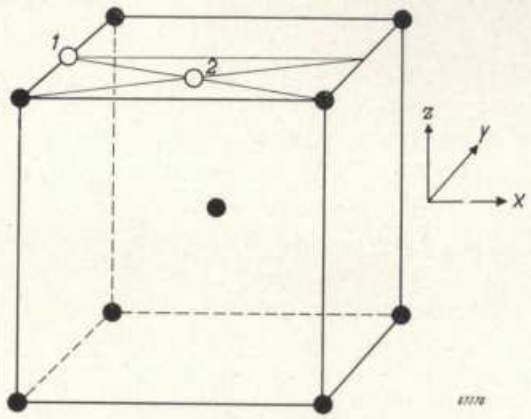


Fig. 3. De genummerde plaatsen zijn twee zg. $y$-holten in het rooster van $\alpha$-ijzer. De plaats *1* correspondeert met de kleine holten tussen de ijzeratomen, de plaats *2* met de grotere holten. Vreemde atomen op beide plaatsen veroorzaken een tetragonale vervorming van de elementaire cel in de $y$-richting.

(een der kleine beschikbare holten in het $\alpha$-ijzerkristal), zal een tetragonale vervorming van de eenheidscel veroorzaken in de richting die wij met $y$ hebben aangeduid. Onder een tetragonale vervorming verstaan wij een dusdanige vervorming van de kubus, dat een der drie onderling loodrechte ribben langer wordt, of eventueel ook korter, dan de beide andere. Ook een atoom op de plaats *2* (een der grote holten in het $\alpha$-ijzerkristal) veroorzaakt een, iets kleinere, tetragonale vervorming in de $y$-richting. Atomen in de andere beschikbare holten zullen eveneens tetragonale vervormingen veroorzaken, echter niet noodzakelijk steeds in de $y$-richting, maar, afhankelijk van hun ligging, in de $x$-, $y$- of $z$-richting. Het is daarom zinvol zowel voor de grote als voor de kleine holten onderscheid te maken tussen de zg. $x$-, $y$- en $z$-plaatsen. Atomen op zulke plaatsen zullen resp. vervormingen in de $x$-, $y$- en $z$-richting veroorzaken.

In een in evenwicht zijnde oplossing van koolstof, resp. stikstof, in $\alpha$-ijzer, waarop geen uitwendige krachten worden uitgeoefend, zullen de opgeloste atomen gelijkmatig over de $x$-, $y$- en $z$-plaatsen zijn verdeeld. Wij moeten ons niet voorstellen dat de C- of N-atomen steeds op dezelfde plaats aanwezig zijn; integendeel, deze atomen diffunderen van plaats tot plaats door het kristal. Op elk ogenblik is echter een gelijkmatige verdeling aanwezig. Het rooster is dan in alle richtingen evenveel vervormd en blijft kubisch. Men kan echter een vaste oplossing van koolstof of stikstof in $\alpha$-ijzer verkrijgen die een tetragonale structuur heeft, door dit C- resp. N-houdende ijzer uit de $\gamma$-phase af te schrikken. In het $\alpha$-ijzer, dat dan ontstaat, blijken de C- resp. N-atomen hoofdzakelijk in holten van slechts één der drie klassen ($x$, $y$ of $z$) aanwezig te zijn. Dergelijke tetragonale oplossingen noemt men martensiet, zij kunnen ontstaan bij de technische harding van ijzer en staal. In het vervolg zullen wij ons slechts bezig houden met afschrikking uit de $\alpha$-phase zelf, wij zullen dus niet de verschijnselen bespreken welke met de technische harding samenhangen.

### De oplosbaarheid van Mn, C, N en O in $\alpha$-ijzer

De voorgaande beschouwingen zouden de indruk kunnen wekken, dat een metaal als mangaan, dat substitutie-mengkristallen met ijzer vormt, dit in alle mengverhoudingen kan doen. Men kan immers in het gegeven beeld zonder enige onderbreking zo lang met het vervangen van Fe- door Mn-atomen doorgaan tot men bij zuiver mangaan uitkomt. Op overeenkomstige wijze zou men de indruk kunnen krijgen dat men met het invoeren van C- resp. N-atomen in bijv. $\alpha$-ijzer zo lang zou kunnen doorgaan tot alle beschikbare plaatsen bezet zijn. Bij het opvullen der kleine holten zou dit leiden tot de formule $FeC_3$ resp. $FeN_3$, bij het bezetten van de grote holten tot $FeC_6$ resp. $FeN_6$ [5]). Dit is echter geheel in strijd met de ervaring, die leert dat Mn, C en N slechts in beperkte hoeveelheden in vast ijzer kunnen worden opgenomen. Voorspellingen van dit opnemingsvermogen kunnen niet gebaseerd zijn op de primitieve geometrische beschouwingen van de voorgaande paragraaf, maar zouden hun basis moeten vinden in atomistische en thermodynamische berekeningen. De theorie van de vaste toestand is echter niet ver genoeg ontwikkeld om deze berekeningen nu reeds mogelijk te maken [7]).

Wij zijn hier dus vrijwel geheel aangewezen op de ervaring en deze leert dat er in de beschouwde gevallen, na het overschrijden van een bepaalde hoeveelheid van het toegevoegde element, bij gelijk-

[6]) Vgl. W. Seith, Diffusion in Metallen, uitg. Springer Berlin 1939, blz. 134 e.v.

[7]) Hetzelfde geldt trouwens voor de beantwoording van de, voor de hand liggende, vraag waarom ijzer beneden 910 °C en boven 1400 °C kubisch midbloks kristalliseert, daarentegen tussen 910 °C en 1400 °C kubisch midzijds.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



blijvende temperatuur, in de legering een tweede phase optreedt, met een van de eerste afwijkende samenstelling. Aan het metaaloppervlak gaan zich dan op verschillende plaatsen kristallen vormen van deze nieuwe samenstelling. Deze kristallen nemen steeds meer in grootte toe naarmate men meer van het vreemde element toevoegt, totdat ten slotte het gehele metaal in de nieuwe phase is overgegaan. De samenstellingen der met elkaar in evenwicht verkerende phasen hangen in het algemeen nog sterk van de temperatuur af. Men kan deze relaties aflezen uit diagrammen, die toestands- of phasediagrammen worden genoemd.

Als voorbeeld geeft *fig. 4* het voor ons belangrijke gedeelte van het toestandsdiagram ijzer-mangaan. De lijnen in dit diagram geven de scheiding aan tussen de gebieden waarin verschillende phasen stabiel zijn. Op de verticale temperatuuras heeft men met zuiver ijzer te maken. Hier treedt als karakteristiek punt de reeds besproken overgang bij 910 °C op. Zoals men ziet, wordt de overgang $\alpha$-$\gamma$ door toevoeging van mangaan naar lagere temperaturen verschoven. Het is niet onze bedoeling om op alle details van het diagram in te gaan, maar wij wijzen er nog op, dat (zoals steeds in dergelijke diagrammen) de gebieden waarin slechts één phase optreedt, van elkaar gescheiden zijn door een gebied waarin de beide afzonderlijke phasen naast elkaar aanwezig zijn. Zoals men in het diagram ziet, bedraagt de oplosbaarheid van mangaan in $\alpha$-ijzer bij kamertemperatuur hoogstens ca 3%; voegt men meer mangaan toe, dan ontstaat naast de $\alpha$-phase weer de $\gamma$-phase.

De oplosbaarheden van koolstof, stikstof en zuurstof in $\alpha$-ijzer zijn nog veel geringer dan die van mangaan. Voor koolstof wordt dit gedemonstreerd door *fig. 5*, die een gedeelte van het toestandsdiagram Fe-C geeft. Evenals in het geval van mangaan is de oplosbaarheid in de $\gamma$-phase veel groter dan in de $\alpha$-phase.

Bevat het $\alpha$-ijzer meer koolstof dan met de oplosbaarheidslijn $PQ$ correspondeert, dan is in de evenwichtstoestand naast de verzadigde oplossing een hoeveelheid ijzercarbide ($Fe_3C$, cementiet) aanwezig [8]).

De kromme $GP$, die het temperatuurinterval tussen 910 °C en 720 °C omvat, is de oplosbaarheidskromme van koolstof in $\alpha$-ijzer in evenwicht met koolstof in $\gamma$-ijzer. De maximale hoeveelheid koolstof die in $\alpha$-ijzer kan worden opgelost, wordt bereikt bij de zg. eutectoïdische temperatuur van 720 °C, waar de twee oplosbaarheidskrommen elkaar ontmoeten.

Het ijzer-stikstof-diagram heeft bij kleine stikstofgehalten hetzelfde aspect als het ijzer-koolstof-diagram. De eutectoïdische temperatuur ligt echter lager, nl. bij 580 °C. Als tweede phase treedt beneden deze temperatuur na overschrijden van de oplosbaarheidsgrens het nitride $Fe_4N$ op [9]).

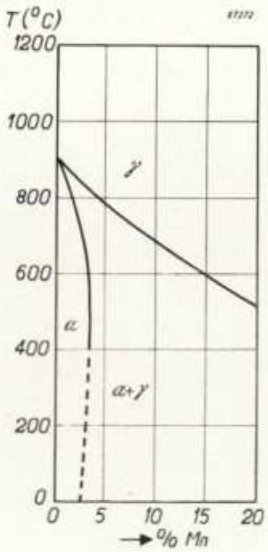


Fig. 4

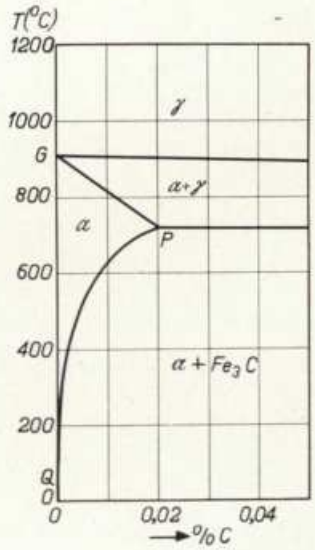


Fig. 5

Fig. 4. Gedeelte van het toestandsdiagram ijzer-mangaan. Het gebied boven 1200 °C (waar o.a. de overgang $\gamma$-$\delta$ en de smeltlijn zich bevinden) is niet getekend (ontleend aan A. R. Troiano en F. T. McGuire, Trans. Am. Soc. Met. **31**, 340-364, 1943).

Fig. 5. Gedeelte van het toestandsdiagram ijzer-koolstof. Ook hier is het gebied boven 1200 °C niet getekend. De lijn $PQ$ geeft het evenwicht tussen $\alpha$-ijzer met koolstof in vaste oplossing, en ijzercarbide. Het is uit dit diagram duidelijk, dat het mogelijk is door snel koelen uit het $\alpha$-gebied een oververzadigde oplossing van koolstof in $\alpha$-ijzer te verkrijgen. Uit deze oplossing zal langzaam ijzercarbide precipiteren.

De ligging van de lijn $PQ$ is zowel voor koolstof als voor stikstof pas sinds betrekkelijk korte tijd met enige nauwkeurigheid bekend [10]), en wel kunnen de oplosbaarheden van $C$ en $N$, uitgedrukt in gewichtsprocenten, worden weergegeven door de formules:

$$\log (\%C) = -\frac{2200}{T} + 0{,}50 \quad \text{en}$$

$$\log (\%N) = -\frac{1550}{T} + 0{,}70,$$

waarin $T$ de absolute temperatuur is. Deze formules berusten op metingen tussen 200 °C en de eutectoïdische temperaturen. Zij laten zien, dat de oplosbaarheid van stikstof aanmerkelijk groter is dan die van koolstof.

[8]) Strikt genomen is in de evenwichtstoestand grafiet als tweede phase aanwezig. Door kiemvormingsmoeilijkheden stelt zich echter niet dit echte, want geheel stabiele, evenwicht, maar het genoemde, „metastabiele" evenwicht in.

[9]) Ook hier hebben we strikt genomen met een metastabiel evenwicht te maken, aangezien $Fe_4N$ bij de beschouwde temperaturen en bij een druk van 1 atm spontaan zou moeten ontleden in ijzer en stikstof, hetgeen echter niet met een merkbare snelheid gebeurt.

[10]) L. J. Dijkstra, Trans. A.I.M.E. **185**, 252-260, 1949.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Voor de oplosbaarheid van zuurstof in $\alpha$-ijzer vindt men in de literatuur zeer tegenstrijdige waarden. Uit het feit, dat men in zuurstofhoudend ijzer nog dezelfde overgangspunten vindt als in zuiver ijzer, en uit onze nog te bespreken experimenten over de veroudering van zuurstofhoudend ijzer, mag echter wel worden geconcludeerd dat de oplosbaarheid vrijwel nul en in elk geval enkele orden van grootte kleiner is dan die van koolstof en stikstof. Bijna alle zuurstof in zuurstofhoudend ijzer is dus, zelfs bij hoge temperatuur, in de vorm van oxyde in het vaste ijzer aanwezig.

**Kiemvorming, diffusie en precipitatie**

Wij zagen in het voorgaande dat koolstof en stikstof beneden de eutectoïdische temperatuur een bij dalende temperatuur dalende oplosbaarheid in $\alpha$-ijzer bezitten (zie de lijn $PQ$ in fig. 5 en de hierboven vermelde formules). Koelt men koolstof- resp. stikstofhoudend $\alpha$-ijzer van een hoge temperatuur af, dan kan dus volgens het toestandsdiagram tijdens het afkoelen een afscheiding (precipitatie) van carbide resp. nitride worden verwacht. Wil een dergelijke ontmenging plaats vinden, dan moeten zich in de homogene oplossing eerst kiemen van de tweede phase vormen. Deze zullen vervolgens aangroeien, doordat koolstof- resp. stikstofatomen er door de oplossing heen naar toe diffunderen.

Nu zijn zowel de kiemvorming als de diffusie processen die een zekere tijd vereisen. Vindt het afkoelen van bijv. de eutectoïdische temperatuur tot de kamertemperatuur snel plaats, dan worden dientengevolge oververzadigde oplossingen verkregen. In het algemeen kunnen de kiemen zich moeilijk vormen bij kleine onderkoelingen (betrekkelijk hoge temperaturen), terwijl de diffusie zeer traag verloopt bij grote onderkoelingen (betrekkelijk lage temperaturen). De snelheid van het totale proces van ontmenging kan dus bij betrekkelijk hoge temperaturen bepaald worden door de snelheid van kiemvorming, bij betrekkelijk lage temperaturen daarentegen door de diffusiesnelheid. Naar alle waarschijnlijkheid is in het beschouwde geval (C resp. N in $\alpha$-ijzer) bij kamertemperatuur en niet veel hogere temperaturen de diffusie het de snelheid bepalende proces.

De voorgaande beschouwingen stellen ons in staat de afschrikveroudering, met name de verandering van de hardheid van het metaal, die in snel uit het $\alpha$-gebied gekoeld technisch staal kan optreden, in verband te brengen met een precipitatieverschijnsel, nl. de afscheiding van carbide, resp. nitride uit een oververzadigde oplossing van koolstof resp. stikstof in $\alpha$-ijzer [11]). Men dient hierbij te bedenken, dat de plastische vervorming van een metaal tot stand komt doordat delen van de metaalkristallen langs bepaalde kristallografische vlakken over elkaar gaan schuiven. Reeds door de aanwezigheid van de interstitieel opgeloste atomen worden deze afschuivingen belemmerd. Een veel grotere belemmering en daardoor een aanmerkelijk grotere hardheid treedt op indien een precipitaat in de vorm van vele, zeer kleine carbide- resp. nitride-deeltjes in de metaalkristallen aanwezig is.

Laat men de precipitatie bij een constante temperatuur verlopen (bijv. 100 °C), dan ziet men de hardheid eerst geleidelijk toenemen, daarna zeer langzaam weer afnemen. Een dergelijk verloop treedt ook op bij de veel onderzochte substitutionele oplossingen van koper in aluminium. Om dit daar te verklaren, namen Merica, Waltenberg en Scott in 1919 aan, dat zich eerst een zeer fijn precipitaat van een Cu-Al-verbinding ($Al_2Cu$) vormt, dat vervolgens geleidelijk groter wordt. De maximale hardheid zou bereikt worden bij een „kritische dispersiegraad" van het $Al_2Cu$, die nog beneden de microscopische zichtbaarheid ligt. Later is gebleken dat de precipitatie in koperaluminium op veel ingewikkelder wijze verloopt, en wel hebben we niet, zoals in het oude beeld, reeds van het begin van de precipitatie af met een uitgesproken heterogeen (twee-phasen-)systeem te maken, maar met een systeem waarin de graad van heterogeniteit geleidelijk toeneemt. Er worden tussenstadia doorlopen, waarin noch van een homogeen, noch van een heterogeen systeem kan worden gesproken [12]).

Er zijn echter geen redenen om aan te nemen dat overeenkomstige tussenstadia bij de precipitatie in de eenvoudige interstitiële legeringen Fe-C en Fe-N worden doorlopen (indien althans deze legeringen van te voren niet plastisch vervormd zijn). De afscheiding schijnt een eenvoudiger verloop te hebben en wel zo, dat zich direct een tweede phase in de vorm van zeer kleine carbide- resp. nitridekristallen vormt, met deze complicatie evenwel (zie [10])), dat zich in het systeem Fe-N in een bepaald temperatuurgebied eerst een nitride-phase (waarschijnlijk $Fe_{16}N_2$ [13])) vormt, die minder stabiel is dan $Fe_4N$. Kiemen van $Fe_{16}N_2$ vormen zich nl. gemakkelijker en daardoor aanvankelijk in groter aantal dan die van $Fe_4N$. De meeste stikstof begint derhalve met

[11]) Op dit verschijnsel werd voor het eerst gewezen door Köster in 1929. Zie: W. Köster, Arch. Eisenhüttenwesen **2**, 503-522, 1928-'29; **3**, 553-558 en 637-658, 1929-'30.

[12]) Vgl. bijv. A. Guinier, Physica **15**, 148-160, 1949 en G. D. Preston, Phil. Mag. **26**, 855-871, 1938.

[13]) K. H. Jack, Acta Cryst. **3**, 392-394, 1950 (No. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



te precipiteren als $Fe_{16}N_2$, dat echter geleidelijk weer in oplossing gaat naarmate meer van de stabielere $Fe_4N$-kiemen ter beschikking komen.

In het systeem Fe-C schijnt bij de precipitatie als tweede phase uitsluitend $Fe_3C$ op te treden. Ook in dit geval is echter nog geen stationnaire toestand bereikt als de oververzadiging van de vaste oplossing door vorming van $Fe_3C$ is opgeheven. De grootte van sommige $Fe_3C$-kristallen zal nl. geleidelijk toenemen ten koste van andere, die weer in oplossing gaan en wel omdat hierdoor de totale grensvlakenergie daalt. Terwijl de precipitatie aanvankelijk een stijging van de hardheid en een afneming van de vervormbaarheid veroorzaakt, leidt het grover worden van het precipitaat, dat we met de naam coagulatie zullen aanduiden (en dat ook bij het nitride optreedt), weer tot een kleinere hardheid en grotere vervormbaarheid. Het is echter moeilijk om in dit verband aan het begrip „kritische dispersiegraad" van Merica c.s. nog een scherp omlijnde betekenis toe te kennen, aangezien door het gelijktijdig groeien van sommige carbidedeeltjes en het weer in oplossing gaan van andere (hetgeen ook reeds plaats vindt vóór de oververzadiging geheel is opgeheven), op elk ogenblik een spectrum van afmetingen aanwezig zal zijn.

### Experimenten over veroudering

Om de invloed van elk legeringselement afzonderlijk op de afschrikveroudering te kunnen bestuderen, werden in het reeds genoemde toestel [1]) legeringen van nauwkeurig bekende samenstelling bereid. Van deze legeringen werden platte proefstaafjes van ca 4 mm dikte gesmeed, welke voor de aanvang der proeven tot 940 °C werden verhit en langzaam afgekoeld. Dit vond plaats in een zodanige atmosfeer dat de samenstelling der staafjes er niet door veranderde.

De staafjes werden vervolgens gedurende enige tijd in een goed vacuum op de afschriktemperatuur verhit, welke voor elke legering iets beneden haar eutectoïdische temperatuur gekozen werd [14]). Daarna werden ze zeer snel gekoeld door onderdompeling in een grote hoeveelheid koud water. Onmiddellijk na dit afschrikken werd de zg. Vickers-hardheid bij een temperatuur van 0 °C gemeten. Deze hardheid wordt bepaald door een vierzijdige pyramide van diamant met een bepaalde kracht in een glad geslepen vlak van het te onderzoeken metaal te drukken. De begrenzing van de indrukking in het oppervlak van het metaal is een vierkant. Men meet hiervan de diagonalen. Onder de hardheid $H$ verstaat men de kracht in kg gedeeld door het pyramidale oppervlak (dus de som van de oppervlakten van de vier zijvlakken) van de indrukking in mm².

Na deze meting bij 0 °C werd de hardheid nog een aantal malen gemeten, steeds bij 20 °C, en wel na 2 uur verwarmen op 50 °C (en weer langzaam afkoelen), daarna nog eens na twee uur verwarmen op 100 °C, vervolgens na twee uur verwarmen op 200 °C, enz. Men krijgt zo te werk gaande veel sneller een overzicht van de precipitatieverschijnselen dan door bij elk der genoemde temperaturen de hardheid als functie van de tijd te meten, hetgeen principieel de fraaiste methode is. Het algemene verloop toch, bij een gegeven temperatuur, van de hardheid van een materiaal dat afschrikveroudering vertoont, is, zoals reeds werd gezegd, eerst een vrij snelle toeneming, en daarna een langzame afneming, totdat weer ongeveer de hardheid is bereikt die de stof vóór het afschrikken bezat.

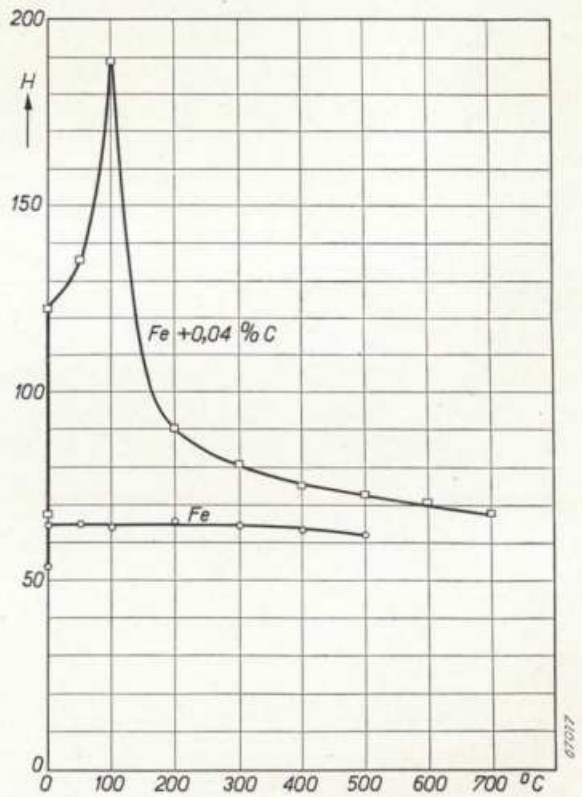


Fig. 6. Verloop van de Vickers-hardheid $H$ van ijzer met 0,04% koolstof (vierkantjes) en van zuiver ijzer (cirkeltjes) na de in de tekst beschreven temperatuurbehandelingen.

Om de langzame verandering in een beperkte tijd te kunnen waarnemen, moeten de staafjes tot op een betrekkelijk hoge temperatuur verhit worden, want het gehele verloop speelt zich des te sneller af, naarmate de temperatuur hoger is, hetgeen uit wat wij in het voorgaande hebben gezegd, duidelijk zal

[14]) Het systeem ijzer-zuurstof vertoont geen eutectoïdisch punt, althans geen dat merkbaar beneden het overgangspunt van zuiver ijzer ligt. In dit geval werd afgeschrikt van 750 °C.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



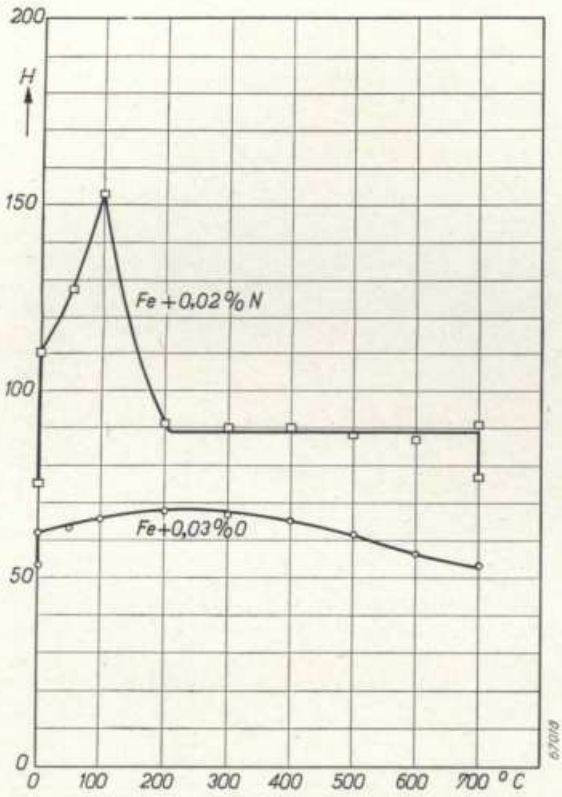


Fig. 7. Als fig. 6, nu voor ijzer met 0,02% stikstof (vierkantjes) en voor ijzer met 0,03% zuurstof (cirkeltjes). De laagste waarde van de hardheid op de ordinaat voor 700 °C van stikstofhoudend ijzer werd bereikt na opnieuw verwarmen op 700 °C en daarna zeer langzaam (gedurende enkele uren) afkoelen van deze temperatuur. Deze extra afneming van de hardheid treedt alleen bij stikstofhoudend ijzer op.

zijn. De beschreven werkmethode berust slechts hierop, en heeft verder geen physische betekenis.

Als materiaal voor deze experimenten werden gebruikt zuiver ijzer, ijzer met 0,03% zuurstof, ijzer met 0,02% stikstof, ijzer met 0,04% koolstof en verder de laatste twee legeringen waaraan nog extra 0,5% Mn was toegevoegd. De resultaten zijn afgebeeld in de *figuren 6, 7* en *8*. Behalve de hardheden na de verschillende thermische behandelingen die hierboven werden besproken, vindt men in de figuren ook de hardheden die de legeringen vóór het afschrikken bezaten, en die in het algemeen lager zijn.

In overeenstemming met de verwachtingen vertoont zuiver ijzer (fig. 6) geen afschrikveroudering. Weliswaar ontstaan door het afschrikken inwendige spanningen in het metaal, die de hardheid enigszins doen stijgen, maar de verwarmingen op 50 °C, 100 °C enz. veroorzaken nagenoeg geen verdere stijging van de hardheid. Geheel anders is het gesteld met het alleen koolstof- en met het alleen stikstofhoudende ijzer (fig. 6 en 7). Door het in oplossing gaan van de koolstof resp. stikstof, is de hardheid na het verhitten op de eutectoïdische temperatuur en het afschrikken, groter dan vóór het afschrikken. Door de thermische behandelingen na het afschrikken ondergaat de hardheid echter nog een verdere belangrijke stijging. Het maximum is bereikt na de verwarming op 100 °C. Deze temperatuur heeft geen physische betekenis, gezien de willekeurig gekozen behandeling, waaraan wij het materiaal onderworpen. Zuurstofhoudend ijzer vertoont volgens fig.7 slechts een zeer geringe afschrikveroudering.

Uit de experimenten volgt, dat zowel de aanwezigheid van koolstof als van stikstof aanleiding kan geven tot precipitatieverschijnselen in ijzer. De geringe werking van zuurstof moet worden toegeschreven aan de uiterst geringe oplosbaarheid van dit element in $\alpha$-ijzer, zelfs bij een hoge temperatuur als 750 °C.

Een zeer belangrijk resultaat van de proeven is, dat mangaan slechts weinig invloed blijkt te hebben op het precipitatie-gedrag van koolstofhoudend ijzer (vgl. de figuren 6 en 8), maar dat dit element in staat is om de precipitatie in stikstofhoudend ijzer te onderdrukken (vgl. de figuren 7 en 8).

Dat bij aanwezigheid van 0,5% mangaan geen merkbare verschijnselen van afschrikveroudering optreden in stikstofhoudend ijzer, willen wij als volgt pogen te verklaren. We onderstellen dat de stikstofatomen bij voorkeur aanwezig zijn in zulke

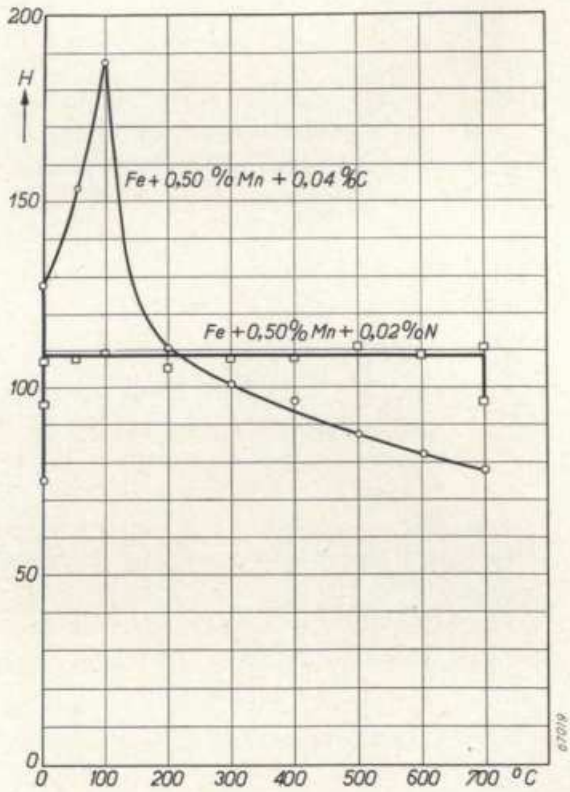


Fig. 8. Als fig. 6, nu voor ijzer met 0,50% mangaan en resp. 0,04% koolstof en 0,02% stikstof. De afschrikveroudering van stikstofhoudend ijzer wordt door het mangaan onderdrukt. Ook hier treedt weer een extra-afneming van de hardheid van stikstofhoudend ijzer op na langzaam afkoelen van 700 °C.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



interstitiële plaatsen, dat minstens één van hun naaste buren een mangaanatoom is, en wel omdat een stikstofatoom aldaar een kleinere energie zal bezitten dan wanneer het uitsluitend ijzeratomen als naaste buren heeft. Dit is wel aannemelijk, daar mangaan en stikstof een grotere chemische affiniteit vertonen dan ijzer en stikstof. De stikstofatomen zullen zich daardoor pas van de mangaanatomen kunnen losmaken om dan te precipiteren, bij temperaturen die zo hoog zijn dat ook de coagulatie reeds met grote snelheid verloopt. Een merkbare tijdelijke toeneming van de hardheid zou hierdoor uitblijven.

Het is mogelijk de bovenstaande onderstelling te toetsen door middel van dempingsexperimenten. Deze worden in het hiernavolgende artikel besproken.

**Samenvatting.** Na afschrikken (snel koelen) van ijzer of staal treedt vaak een langzame verandering van de mechanische eigenschappen van het materiaal op. Deze afschrikveroudering is toe te schrijven aan de aanwezigheid in het metaal van bijmengsels. Besproken worden metingen van de hardheid na verschillende temperatuurbehandelingen van $\alpha$-ijzer waarin kleine hoeveelheden koolstof, stikstof of zuurstof afzonderlijk aanwezig zijn. Bovendien wordt de invloed van mangaan op de veroudering van $\alpha$-ijzer met koolstof of stikstof bestudeerd. Het onderzoek is beperkt tot de studie van de hardheidsveranderingen welke zich voordoen na afschrikken uit de $\alpha$-phase, dus van een temperatuur af welke ligt onder de eutectoïdische temperaturen van de materialen; het technisch nog belangrijker geval van afschrikken uit de $\gamma$-phase is buiten beschouwing gelaten. Het blijkt dat zuurstof nagenoeg geen afschrikveroudering veroorzaakt; dit element is dan ook vrijwel onoplosbaar in $\alpha$-ijzer. Koolstof en stikstof lossen wel in $\alpha$-ijzer op, en veroorzaken beide een aanzienlijke afschrikveroudering. Deze moet worden toegeschreven aan precipitatie van koolstof en stikstof in de vorm van carbide resp. nitride uit hun door het afkoelen gevormde oververzadigde oplossing in het ijzer. Mangaan blijkt in staat de afschrikveroudering van stikstofhoudend ijzer te onderdrukken, die van koolstofhoudend ijzer niet. Gezien de betrekkelijk grote affiniteit tussen mangaan en stikstof, wordt getracht dit te verklaren door aan te nemen, dat in het kristalrooster de stikstofatomen bij voorkeur in de buurt van de mangaanatomen zullen voorkomen, alwaar zij zoveel sterker worden gebonden dan wanneer zij zich tussen uitsluitend ijzeratomen bevinden, dat de vorming van ijzernitride, dwz. de precipitatie, pas bij hoge temperaturen met waarneembare snelheid plaats vindt.

# INWENDIGE DEMPING IN IJZER EN STAAL

door J. D. FAST en L. J. DIJKSTRA.

539.312 : 534.372 : 620.193.918 : 664.14-156

*De inwendige demping van torsieslingeringen met kleine amplitude, uitgevoerd door draden van ijzer en staal, is een nawerkingsverschijnsel, dat onder bepaalde omstandigheden berust op de diffusie van vreemde atomen in het ijzerrooster. Hierdoor kan, verrassend genoeg, dit verschijnsel ons iets leren over de precipitatie van koolstof resp. stikstof in $\alpha$-ijzer, welke precipitatie — zoals we in het voorafgaande artikel gezien hebben — voor de afschrikveroudering verantwoordelijk is. De rol die mangaan in dit verband in stikstofhoudend ijzer bleek te spelen, komt door de dempingsexperimenten in een helderder licht te staan.*

## Inleiding

In het voorafgaande artikel [1]) werden enkele verschijnselen besproken die in ijzer en mangaanhoudend ijzer kunnen optreden indien deze metalen koolstof of stikstof als bijmengsel bevatten. In aansluiting daaraan zullen wij in dit artikel een overzicht geven van enkele experimenten die werden uitgevoerd om de atomaire achtergrond van de verschijnselen beter te leren kennen. De experimenten berusten op het sedert ongeveer 10 jaar bekende feit, dat de aanwezigheid van koolstof of stikstof in ijzer aanleiding kan geven tot een sterke „inwendige demping", dwz. tot het snel uitsterven van in het metaal opgewekte mechanische trillingen.

Alvorens de experimenten en hun interpretatie te bespreken, zullen wij eerst het meer bekende verschijnsel van „uitwendige demping" aan een korte beschouwing onderwerpen, en daarna uitvoerig uiteenzetten hoe het mogelijk is dat de aanwezigheid van koolstof of stikstof *in* het metaal eenzelfde invloed op de mechanische trillingen kan hebben als de wrijving met een medium buiten het metaal. Daarbij zal o.a. blijken, dat koolstof en stikstof slechts een demping kunnen veroorzaken indien zij in opgeloste toestand, daarentegen niet indien zij in de vorm van carbide en nitride in het ijzer aanwezig zijn.

## Torsietrillingen en uitwendige demping

Bij de dempingsexperimenten wordt gebruik gemaakt van draden van de te onderzoeken legeringen. Zo'n draad vormt het elastische element

[1]) J. D. Fast, Verouderingsverschijnselen in ijzer en staal na snel koelen, Philips techn. T. **13**, 165-172, 1951 (No. 6). Dit artikel wordt in het vervolg met I aangeduid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van een torsieslinger; aan de bovenzijde wordt hij onwrikbaar vastgeklemd, aan het vrije ondereinde wordt een lichaam met een bekend traagheidsmoment gehangen. Tordeert men het vrije uiteinde over een bepaalde hoek en laat men het vervolgens los, dan gaat de draad torsieslingeringen uitvoeren. De potentiële energie van de getordeerde draad wordt omgezet in kinetische energie van de trage massa van het lichaam en vice versa. De vervorming van de draad wordt bepaald door een aan de uitwijking tegengesteld gericht elastisch koppel $K$, dat bij kleine uitwijking evenredig is met de uitwijkingshoek $\varphi$:

$$K = -a\varphi;$$

$a$ wordt de torsiestijfheid van de draad genoemd. Volgens de bekende bewegingsvergelijkingen van Newton moet dit koppel steeds gelijk zijn aan het product van het traagheidsmoment $I$ van de slinger en de hoekversnelling $\mathrm{d}^2\varphi/\mathrm{d}t^2$. Dus bestaat de betrekking:

$$I\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}t^2} = -a\varphi \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

De oplossing van deze differentiaalvergelijking luidt in ons geval:

$$\varphi = \varphi_0 \cos \omega t, \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

en dus is

$$K = -a\varphi_0 \cos \omega t = a\varphi_0 \cos(\omega t + \pi),$$

mits we het nulpunt van de tijd op een ogenblik leggen dat de hoek $\varphi$ de maximale waarde $\varphi_0$ heeft. $\omega$, de hoekfrequentie, is gegeven door:

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{a}{I}}, \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

waarin $\nu$ de frequentie en $T$ de trillingstijd van de slingering is.

Volgens (2) zou de torsieslinger met constante amplitude $\varphi_0$ gedurende een onbeperkt lange tijd door blijven slingeren. In werkelijkheid neemt de amplitude van dergelijke trillingen altijd af, dwz. vrije trillingen zijn altijd gedempt. De bekendste oorzaak hiervoor is de uitwendige demping, welke berust op de wrijving van het slingerend lichaam met het omringende medium (bijv. de lucht). Het wrijvingskoppel is steeds tegengesteld gericht aan de hoeksnelheid en voor niet te grote snelheden daarmee evenredig; het kan dus worden uitgedrukt door de formule:

$$W = -c\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

De afneming van de amplitude, die het gevolg is van het optreden van een dergelijk wrijvingskoppel, geschiedt, mits de wrijving maar klein is, volgens een exponentiële wet; het verband tussen de uitwijkingshoek en de tijd wordt in dit geval in goede benadering voorgesteld door

$$\varphi = \varphi_0 \mathrm{e}^{-\frac{\gamma}{2}t} \cos \omega t, \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

waarin $\gamma$ gegeven is door

$$\gamma = \frac{c}{I}. \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Het nulpunt van de tijd is gelegd bij het moment dat we het systeem, na er een hoekverdraaiing $\varphi = \varphi_0$ aan te hebben gegeven, aan zichzelf overlieten.

De mate waarin de trillingsamplitude met de tijd afneemt kan men op verschillende manieren uitdrukken. Een veel gebruikte grootheid is het logarithmisch decrement $\delta$, dit is de natuurlijke logarithme van de verhouding van twee amplituden $\varphi_1$ en $\varphi_2$ die één trillingsperiode $T$ uit elkaar liggen. Uit (5) vinden we voor $\delta$ in ons geval:

$$\delta = \ln\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = \ln\frac{\mathrm{e}^{-\frac{\gamma}{2}t}\cos \omega t}{\mathrm{e}^{-\frac{\gamma}{2}(t+T)}\cos \omega (t+T)} = \gamma\frac{T}{2} = \pi\frac{\gamma}{\omega}. \quad (7)$$

Een andere wijze om tot uitdrukking te brengen dat energiedissipatie (dus demping) optreedt, is, te constateren dat de uitwijkingshoek $\varphi$ en het totale tegenwerkende koppel $V$, dat nu de som is van het elastische koppel $K$ en het wrijvingskoppel $W$, niet meer exact in tegenfaze zijn, met andere woorden, niet meer een fazeverschil $\pi$ vertonen.

De afwijking van $\pi$ bedraagt een hoek $\beta$, de zg. verlieshoek, welke hoek voor niet te grote wrijving gegeven is door:

$$\beta = \frac{\gamma}{\omega} = \frac{\delta}{\pi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

(alle hoeken zijn in radialen uitgedrukt).

Bovenstaande resultaten volgen uit de differentiaalvergelijking voor de gedempte vrije trilling, welke luidt:

$$I\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}t^2} = -a\varphi - c\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}, \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

zoals direct uit de tekst is te begrijpen (formules (1) en (4)).

In het geval dat $\gamma = c/I \ll \omega$ (de hoekfrequentie van de ongedempte trilling), heeft deze vergelijking in zeer goede benadering tot oplossing de in (5) vermelde uitdrukking.

Het de beweging tegenwerkende koppel $V$ is volgens (9) gegeven door:

$$V = -a\varphi - c\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Substitutie van de oplossing voor $\varphi$ in deze formule geeft na enig rekenen, waarbij we gebruik maken van de relaties (3) en (6) en de ingevoerde beperking $\gamma \ll \omega$:

$$V = -a\varphi_0 \, e^{-\frac{\gamma}{2}t} \left(\cos \omega t - \frac{\gamma}{\omega} \sin \omega t\right),$$

welke uitdrukking, wederom omdat $\gamma \ll \omega$, in goede benadering gelijk te stellen is aan

$$V = a\varphi_0 \, e^{-\frac{\gamma}{2}t} \cos(\omega t + \pi + \beta).$$

Hierin is de verlieshoek $\beta$ gegeven door

$$\sin \beta \approx \beta = \frac{\gamma}{\omega},$$

welke verhouding volgens (7) gelijk is aan $\delta/\pi$.

Het koppel $V$ verschilt dus een hoek $\pi + \beta$ in faze met de uitwijkingshoek $\varphi$. Hiermede is de in het bovenstaande vermelde bewering bewezen.

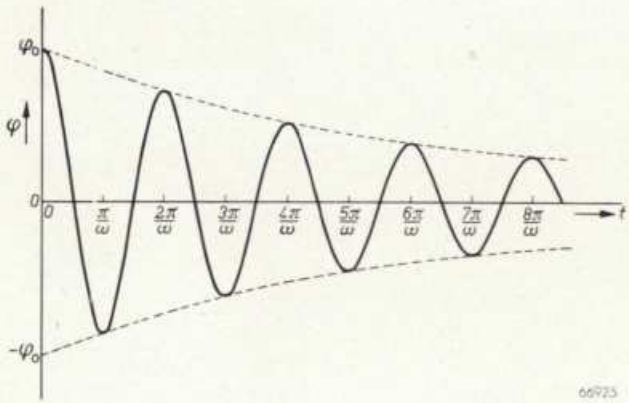


Fig. 1. De torsieslingeringen met hoekfrequentie $\omega$ sterven door een uitwendige demping exponentieel uit. De omhullende krommen $\varphi = \varphi_0 \, e^{-\frac{\gamma}{2}t}$ en $\varphi = -\varphi_0 \, e^{-\frac{\gamma}{2}t}$ zijn gestippeld aangegeven. De punten waarin deze krommen aan de getrokken kromme raken, vallen bijna samen met de maximale en de minimale waarden van $\varphi$. Een dergelijk verband tussen $\varphi$ en $t$ zal blijken ook te gelden voor de inwendige demping. De figuur geldt voor een waarde van $\gamma/\omega$ gelijk aan 0,1. In de practijk is de demping meestal nog veel kleiner.

In *fig. 1* is voorgesteld hoe de amplitude van de gedempte slingeringen in de loop van de tijd afneemt. De figuur illustreert de betekenis van de restrictie $\gamma/\omega \ll 1$ (nl. dat de procentuele afneming van de amplitude gedurende één periode klein is).

## Nawerking, relaxatie en fazeverschuiving

Om te kunnen begrijpen hoe een trilling ook door de aanwezigheid van opgeloste koolstof of stikstof gedempt kan worden (dus hoe ook door inwendige oorzaken trillingsenergie kan worden omgezet in warmte), moeten we uitgaan van het in I besproken feit dat de deformatie die interstitieel opgeloste atomen van deze elementen in $\alpha$-ijzer veroorzaken, niet gelijkmatig is ten opzichte van de kubusassen. We konden onderscheiden tussen $x$-, $y$- en $z$-plaatsen. Koolstof- of stikstof-atomen op $x$-plaatsen veroorzaken een tetragonale vervorming in de $x$-richting, die op $y$-plaatsen een dergelijke vervorming in de $y$-richting, enz.

We stellen ons nu een eenkristal van $\alpha$-ijzer in de vorm van een kubus voor, waarin een hoeveelheid koolstof in homogene oplossing aanwezig is (*fig. 2*). Zolang er geen uitwendige krachten op de kubus worden uitgeoefend, zijn de koolstof-atomen gelijkmatig over de $x$-, $y$- en $z$-plaatsen verdeeld. Rekken wij echter de kubus elastisch uit in de $z$-richting (die ondersteld wordt samen te vallen met de $z$-richtingen der elementaire kubusjes in het kristal), dan komt op de $z$-plaatsen iets meer ruimte ter beschikking voor de engbehuisde koolstof-atomen, daarentegen op de $x$- en $y$-plaatsen, als gevolg van de Poisson-contractie, iets minder ruimte. Door deze vervorming zijn de plaatsen niet meer energetisch gelijkwaardig: de koolstof-atomen zullen een voorkeur vertonen voor de $z$-plaatsen. Was de gemiddelde verblijftijd van de voortdurend van plaats tot plaats springende koolstof-atomen vóór de elastische deformatie voor alle plaatsen dezelfde, na de deformatie zal de gemiddelde verblijftijd in de $z$-plaatsen groter zijn dan in de andere. Anders gezegd: er treedt onder invloed van de elastische deformatie een zodanige verschuiving van het diffusie-evenwicht op, dat de bezetting der $z$-plaatsen groter, die der $x$- en $y$-plaatsen kleiner wordt.

Het is duidelijk dat deze grotere bezetting tot een ontspanning (relaxatie) van de elastische kracht bij constante deformatie zal leiden. Brengt men een constante belasting aan, dan zal het lichaam daarop direct met een bepaalde deformatie antwoorden, maar deze deformatie zal daarna onder invloed van de verplaatsing der koolstof-atomen nog langzaam toenemen. Bij verwijderen

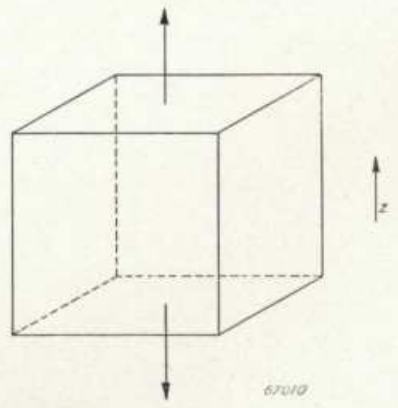


Fig. 2. Een eenkristal van $\alpha$-ijzer, in de vorm van een kubus, dat in de $z$-richting wordt uitgerekt. Het zal daardoor in de $x$- en $y$-richtingen iets contraheren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



van de belasting treedt het omgekeerde op: een gedeelte van de deformatie verdwijnt onmiddellijk, de resterende deformatie heeft er een zekere tijd voor nodig en wel doordat het diffusie-evenwicht een zekere tijd nodig heeft om zich in te stellen. Men spreekt in het beschouwde geval van elastische nawerking. Dat koolstof en stikstof op de beschreven wijze aanleiding kunnen geven tot nawerkingsverschijnselen in $\alpha$-ijzer, werd het eerst onderkend door Snoek [2]). (Op andere mogelijke oorzaken van nawerking, zoals het zg. thermo-elastische effect, gaan wij hier niet in.)

Het bovenstaande had betrekking op een eenkristal, terwijl onze proeven met polykristallijne draden worden uitgevoerd. In een eenkristal heeft uitrekking in een richting evenwijdig met de kubusassen relaxatie ten gevolge, in de richting van een lichaamsdiagonaal van de kubische elementaire cel, zoals vanzelf spreekt, niet. Vervorming van een polykristallijn materiaal, waarin de kristallen alle mogelijke orientaties hebben, zal daardoor een relaxatie ten gevolge hebben, die tussen de maximale relaxatie en nul ligt.

Wij zullen nu nagaan op welke wijze deze relaxatie de torsietrillingen beïnvloedt. De torsie van een ijzerdraad heeft, zoals uit de elasticiteitsleer bekend is, een samendrukking van de volume-elementen van het ijzer in één richting (onder 45° met de lengteas) en een even grote uitrekking in een richting loodrecht erop ten gevolge. Ook door de torsie zal dus een verschuiving van het diffusie-evenwicht optreden. Na omkering van de torsierichting gaan de samendrukkingen in uitrekkingen en de uitrekkingen in samendrukkingen over. Torderen we de draad plotseling over een bepaalde, daarna constant te houden hoek, dan zal het hierdoor opgewekte elastische koppel, als gevolg van de verplaatsing der koolstof- of stikstof-atomen, geleidelijk verslappen. Dit wordt uitgebeeld door *figuur 3*, waarin de getrokken hoekige lijn in *a* een hoekverdraaiing uitbeeldt die gedurende een zeer bepaalde tijd constant wordt gehouden en daarna in onmeetbaar korte tijd van teken verandert. Een materiaal zonder nawerking reageert hierop met een tegenwerkend koppel waarvan het verloop in *b* is uitgebeeld, terwijl een medium met nawerking volgens *c* reageert.

Voor een relaxatie, berustend op een eenvoudig diffusieverschijnsel als het hier beschrevene, kan worden aangenomen dat het voor een constante hoekverdraaiing vereiste koppel $K$ zodanig met de tijd afneemt, dat $dK/dt$ steeds evenredig is met de ogenblikswaarde van het veranderlijke deel van $K$. We nemen dus aan dat

$$-\tau \frac{dK}{dt} = K - K_e, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

waarin $\tau$ een evenredigheidsconstante met de dimensie van een tijd is, die de relaxatietijd van de

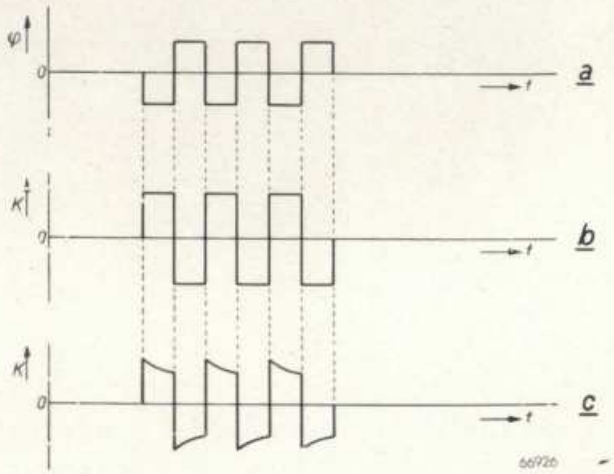


Fig. 3. Als de hoekverdraaiing $\varphi$ van een torsieslinger op de aangegeven discontinue wijze varieert (*a*), zal een medium zonder nawerking hierop met een elastisch tegenwerkend koppel $K$ reageren dat als kromme (*b*) verloopt. Het koppel zal in een medium met nawerking als functie van de tijd veranderen zoals door kromme (*c*) is aangegeven. Gedurende elke periode van constante hoekverdraaiing neemt de absolute waarde van het koppel af. Deze afneming geschiedt vrijwel exponentieel.

elastische nawerking genoemd wordt. Is $K = K_b$ ten tijde $t = 0$, dan levert integratie van (10) de relatie:

$$K = K_e + (K_b - K_e)\, e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$K$ neemt dus exponentieel met de tijd af tot een eindwaarde $K_e$, die na „oneindig lange tijd" bereikt zou worden. De relaxatietijd $\tau$ geeft aan hoe snel dit afvallen verloopt: na $\tau$ sec is het verschil tussen $K$ en zijn eindwaarde tot op de fractie $1/e = 37\%$ gedaald, na $2\tau$ sec tot op $1/e^2 = 13\%$, enz.

Laat men de hoekverdraaiing steeds van teken wisselen na tijden die zeer klein zijn ten opzichte van $\tau$, dan zal de invloed van de relaxatie slechts zeer gering zijn; gedurende de korte tijden van constante hoekverdraaiing blijft het koppel nagenoeg de waarde $K_b$ behouden (*figuur 4a*). Men heeft dus in dit geval uitsluitend te maken met de betrekkelijk grote beginwaarde van de torsiestijfheid, de zg. „ongerelaxeerde torsiestijfheid". Laat men daarentegen de hoekverdraaiing steeds van teken wisselen na tijden die groot zijn ten opzichte van $\tau$, dan heeft het koppel gedurende de lange tijden van constante hoekverdraaiing een gemid-

[2]) J. L. Snoek, Physica **8**, 711-733, 1941; **9**, 862-864, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



delde waarde die zeer dicht bij $K_e$ ligt (figuur 4*b*). Men heeft dan dus te maken met een met $K_e$ corresponderende kleinere waarde van de torsiestijfheid, de „gerelaxeerde torsiestijfheid".

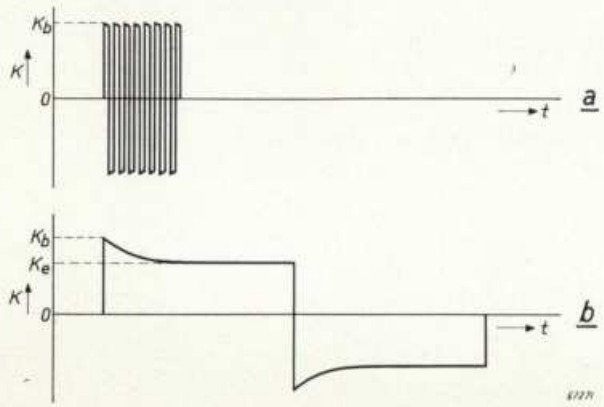


Fig. 4. *a*) Wisselt de hoekverdraaiing periodiek discontinu van teken, met een frequentie die groot is ten opzichte van $1/\tau$, dan heeft het tegenwerkende koppel $K$ gedurende de korte tijden van constante hoekverdraaiing vrijwel een constante waarde, bepaald door de ongerelaxeerde torsiestijfheid. *b*) Is de frequentie klein ten opzichte van $1/\tau$, dan is de gemiddelde absolute waarde van $K$ gedurende de tijden van constante hoekverdraaiing veel kleiner, men heeft dan te maken met de gerelaxeerde torsiestijfheid.

Overeenkomstige beschouwingen gelden indien $\varphi$ niet op de discontinue wijze van de figuren 3 en 4, maar geleidelijk, bijv. periodiek volgens een sinuskromme met hoekfrequentie $\omega$, van waarde verandert, zoals bij de torsieslingeringen het geval is. Is de periode van de slingeringen kort vergeleken met de relaxatietijd, met andere woorden is $\omega\tau \gg 1$, dan verandert de deformatie voortdurend zo snel van teken, dat geen merkbare verschuiving van het diffusie-evenwicht en dus ook geen merkbare relaxatie optreedt: men heeft te maken met de ongerelaxeerde torsiestijfheid. Is daarentegen $\omega\tau \ll 1$, dan heeft het diffusie-evenwicht steeds alle tijd om zich aan de veranderende omstandigheden aan te passen, waardoor de draad zich als een slapper medium gedraagt dan in het eerste geval: men meet nu de gerelaxeerde torsiestijfheid. In beide gevallen blijft het tegenwerkende koppel in tegenfaze met de deformatie.

Een geheel andere invloed hebben de interstitieel opgeloste atomen in het frequentiegebied waarvoor $\omega\tau \approx 1$, dwz. in het gebied waarin de slingertijd van dezelfde orde van grootte is als de tijd (enkele malen $\tau$) waarin het diffusie-evenwicht zich nagenoeg volledig kan instellen. Om deze invloed te leren kennen, onderstellen wij dat de kubus van fig. 2 periodiek wordt samengedrukt en uitgerekt in de $z$-richting. De frequentie hiervan is in het beschouwde gebied ($\omega\tau \approx 1$) niet groot genoeg om een periodieke variatie in de bezetting der $z$-holten te voorkomen, maar ook weer niet klein genoeg om het optreden van een fazeverschil tussen de bezettingsgraad en de deformatie te verhinderen. De afwijking van de gemiddelde bezettingsgraad wordt telkens later nul en daardoor de tegenwerkende kracht telkens eerder nul dan de deformatie.

Toegepast op onze torsieslingeringen betekent dit, dat de kromme die het verloop van het koppel weergeeft, afgezien van het verschil in teken, over een zekere afstand $\beta/\omega$, die van $\omega\tau$ afhangt, verschoven is ten opzichte van de sinuskromme die het verloop van de uitwijkingshoek aangeeft. Dit wordt in beeld gebracht door *figuur 5*, waarin $\varphi$ de periodieke hoekverdraaiing en $K$ het hiermede corresponderende tegenwerkende koppel voor een medium met relaxatie aangeeft.

Is de uitwijkingshoek gegeven door $\varphi = \varphi_0 \cos \omega t$, dan geldt dus nu voor $K$:

$$K = K_0 \cos (\omega\tau + \pi + \beta).$$

We zagen reeds, dat de hierin optredende verlieshoek $\beta$ zowel klein is voor $\omega\tau \gg 1$ als voor $\omega\tau \ll 1$. Het verloop van $\beta$ in het tussengelegen gebied wordt weergegeven door *fig. 6*: er treedt een maximum op voor $\omega\tau = 1$; de hoogte van dit maximum wordt bepaald door de grootte van de nawerking. Tevens is in deze figuur het verloop van $K_0/\varphi_0$ aangegeven, welke grootheid bij stijgende $\omega\tau$ geleidelijk verandert van de gerelaxeerde tot de ongerelaxeerde torsiestijfheid.

Het kan soms voorkomen dat er meer dan één relaxatietijd bestaat, bijv. wanneer verscheidene diffusieprocessen tegelijk een rol spelen. In dat geval wordt de kromme voor $\beta$ een superpositie van twee of meer krommen, ieder met zijn maximum bij de met de betreffende relaxatietijd corresponderende

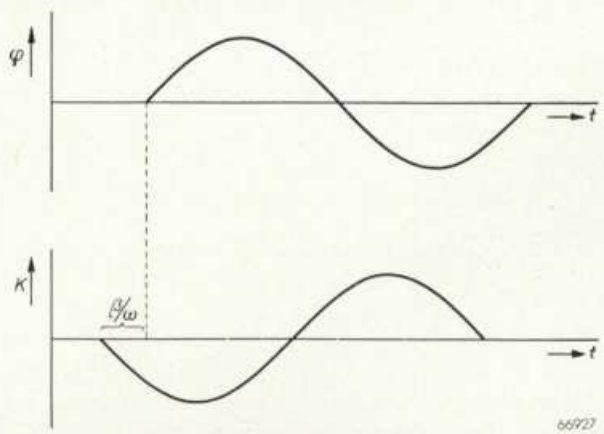


Fig. 5. Als de relaxatietijd $\tau$ van het medium en de hoekfrequentie $\omega$ van de slinger voldoen aan de voorwaarde $\omega\tau \approx 1$, bestaat er een fazeverschil $\neq \pi$ tussen het tegenwerkend koppel $K$ en de uitwijkingshoek $\varphi$. Het koppel is een tijd $(\pi + \beta)/\omega$ in faze voor bij de hoek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



waarde van $\omega$. Zijn de relaxatietijden niet al te zeer verschillend, dan betekent deze superpositie een verbreding van het maximum in de kromme voor $\beta$.

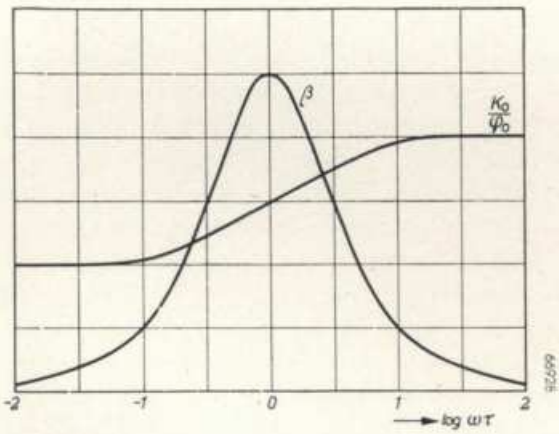


Fig. 6. $\beta$ en $K_0/\varphi_0$ (dit is de verhouding tussen de grootste waarden van tegenwerkend koppel en uitwijkingshoek) als functie van log $\omega\tau$.

**Inwendige demping. Invloed van de temperatuur**

Bij de bespreking van de uitwendige demping hebben we reeds gezien, dat het optreden van een fazeverschuivingshoek $\beta$ gepaard gaat met een dissipatie van energie, dus bij vrije trillingen met een uitsterven van de slingeringen. Dit geldt algemeen, welke ook de oorzaak van de fazeverschuiving moge zijn. Ook de op het springen der C- resp. N-atomen berustende verlieshoek $\beta$ leidt dus tot demping, welke, in tegenstelling met de in het begin van dit artikel genoemde, met de naam inwendige demping wordt aangeduid. Voor $\omega\tau \gg 1$ en voor $\omega\tau \ll 1$ was $\beta$ zeer klein, hetgeen betekent dat het springen van de C- resp. N-atomen in deze frequentiegebieden geen demping veroorzaakt. In het gebied waar $\omega\tau \approx 1$, is daarentegen de inwendige demping bij onze torsieslinger verre van te verwaarlozen, zelfs veel groter dan de uitwendige demping. Deze laatste zullen we dan ook in hetgeen volgt buiten beschouwing laten.

Naar absolute waarde is de verlieshoek $\beta$, die de inwendige demping bepaalt, ook voor $\omega\tau = 1$ klein, hoogstens enkele graden (de fazeverschuiving die de uitwendige demping bepaalt is nog veel kleiner). Wij kunnen daarom de redeneringen aan het begin van dit artikel toepassen, en vinden, dat de amplitude van de vrije slingeringen exponentieel afneemt. De mate van de afneming wordt bepaald door het logarithmisch decrement $\delta$, dat volgens (8) met $\beta$ samenhangt volgens

$$\delta = \pi\beta.$$

Bij de hierna te bespreken experimenten werd $\delta$ steeds bepaald door enige tijd na het begin van de vrije trillingen de amplitude $\varphi$ te meten, en vervolgens de amplitude $\varphi'$, nadat de draad nog eens $n$ trillingen had uitgevoerd. Men heeft dan:

$$\frac{\varphi}{\varphi'} = e^{n\delta}$$

en dus

$$\delta = \frac{1}{n} \ln \frac{\varphi}{\varphi'}.$$

Het aantal trillingen $n_{0,5}$, na verloop waarvan de amplitude tot op de helft is gedaald, wordt gegeven door

$$n_{0,5} = \frac{1}{\delta} \ln 2 \approx \frac{0,7}{\delta}.$$

Bij onze experimenten lag $\delta$ steeds tussen de waarden 0,1 en 0,001; $n_{0,5}$ varieerde dus tussen 7 trillingen en 700 trillingen.

Zoals reeds gezegd, bereikt $\beta$, dus ook $\delta$, zijn maximumwaarde als de hoekfrequentie $\omega$ van de trilling en de relaxatietijd $\tau$ voldoen aan de relatie:

$$\omega\tau = 1.$$

De hoogte van het maximum van de kromme die het verloop van $\delta$ met $\omega$ aangeeft, is een maat voor de grootte van de nawerking en daarmee een maat voor de hoeveelheid tot springen instaat zijnde vreemde atomen. We kunnen dus hierover iets te weten komen door de dempingskromme in het critische gebied te onderzoeken.

Hiertoe kunnen we, in plaats van de frequentie te variëren, ook de temperatuur van de draad variëren bij constante frequentie, zoals we nu zullen aantonen.

De relaxatietijd $\tau$ wijkt, wat orde van grootte betreft, niet veel af van de gemiddelde verblijftijd van een koolstof- resp. stikstofatoom op een bepaalde tussenroosterplaats, en kan derhalve worden voorgesteld door de formule:

$$\tau \approx \frac{a^2}{D}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

waarin $a$ de gemiddelde spronglengte van een koolstof- resp. stikstofatoom van de ene plaats naar de andere voorstelt ($a$ is dus in ons geval van de orde van grootte van de roosterconstante van $\alpha$-ijzer), terwijl $D$ de diffusiecoëfficient van koolstof resp. stikstof in $\alpha$-ijzer is. Immers, het springen van deze atomen is een diffusieverschijnsel, en daarvoor geldt formule (12) algemeen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Nu is $D$ sterk afhankelijk van de temperatuur, volgens de formule

$$D = D_0 e^{-\frac{E}{RT}},$$

waarin $R$ de gasconstante per grammolecuul en $E$ de activeringsenergie voor het overgaan van de ene interstitie naar de andere is, welke een tamelijk grote waarde bezit, nl. ongeveer 80 000 joule (ca 20 000 cal). $\tau$ hangt daardoor eveneens sterk van de temperatuur af:

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{E}{RT}}.$$

Om de maximale demping te vinden, variëren we daarom liever niet $\omega$, maar $\tau$, nl. door $T$ te veranderen. Zetten we $\delta$ tegen $1/T$ uit bij constante frequentie, dan vinden we eenzelfde kromme als wanneer we $\delta$ tegen $\log \omega\tau$ uitzetten bij constante temperatuur. Het constant houden van de frequentie geschiedt automatisch, door van de vrije trillingen van een torsieslinger gebruik te maken. Als $\beta$ maar klein is, en aan deze voorwaarde is steeds voldaan, is de frequentie van de gedempte slingeringen nagenoeg dezelfde als die van de ongedempte, en hangt ook niet van de tijd af (we hadden dit in formule (5) reeds stilzwijgend aangenomen).

## Dempingsexperimenten

Dat wij van de inwendige demping gebruik kunnen maken om een dieper inzicht te krijgen in de verschijnselen van afschrikveroudering in ijzer en staal, berust op het feit dat de C- resp. N-atomen zich ten aanzien van de demping verschillend gedragen naar gelang zij in vaste oplossing dan wel geprecipiteerd als carbide resp. nitride aanwezig zijn. Dit komt doordat de structuur van ijzercarbide resp. -nitride zodanig is dat er geen sprongen van de C- of N-atomen in kunnen optreden die aanleiding geven tot een niet-symmetrische deformatie van het rooster. Elke precipitatie van een gedeelte van de opgeloste koolstof of stikstof moet dus onmiddellijk tot uiting komen in een daling van het dempingsmaximum.

Het meten van de demping is een gevoeliger en absoluter methode om precipitatieverschijnselen te bestuderen dan het meten van de hardheid, aangezien deze laatste ook sterk van de afmetingen van de geprecipiteerde deeltjes afhangt. Bij één en dezelfde waarde van de hardheid kunnen daardoor zeer verschillende opgeloste hoeveelheden C of N behoren. Daarentegen geeft de hoogte van de dempingspiek onmiddellijk de hoeveelheid opgeloste koolstof of stikstof, en wel is gevonden [3]) dat er een eenvoudig evenredigheidsverband tussen deze twee bestaat. Toevalligerwijze stemt de opgeloste hoeveelheid in gewichtsprocenten vrijwel overeen met de waarde van $\beta$.

Alvorens de experimenten te bespreken die dienden om de resultaten der hardheidsmetingen te toetsen, en om een dieper inzicht te krijgen in de atomaire processen die er aan ten grondslag liggen, herinneren wij er aan, dat uit de hardheidsmetingen als belangrijkste resultaat naar voren was getreden (zie I), dat de aanwezigheid van 0,5% mangaan in ijzer de precipitatie van stikstof aanmerkelijk vertraagt, maar geen merkbare invloed uitoefent op de precipitatie van koolstof.

Dit laatste kon onmiddellijk worden bevestigd door dempingsexperimenten met draden van de legeringen Fe + 0,04%C en Fe + 0,5%Mn + 0,04%C. De draden hadden een zodanige diameter en lengte en er was een lichaam met een zodanig traagheidsmoment aan gehangen, dat de trillingstijd ongeveer 1 seconde bedroeg. Zoals *figuur 7* laat zien [4]), leren de metingen van de demping als functie van de temperatuur, dat onmiddellijk na het

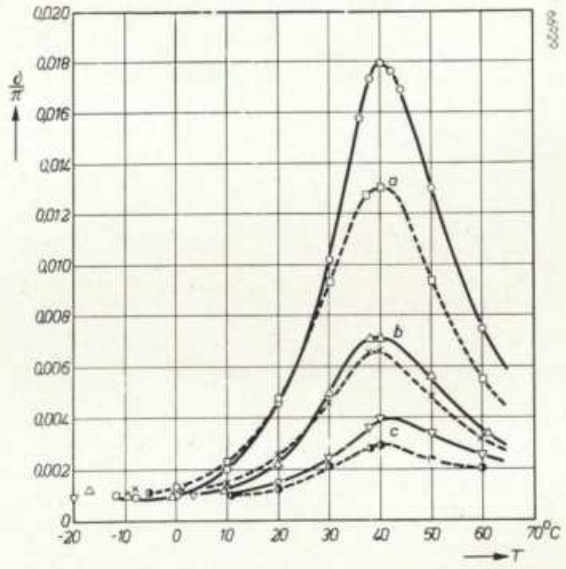


Fig. 7. Inwendige demping van $\alpha$-ijzer met 0,04% koolstof (getrokken krommen) en van ijzer met 0,5% mangaan en 0,04% koolstof (gestippelde krommen), als functie van de temperatuur. Verticaal is uitgezet het logarithmisch decrement $\delta$ van de trillingen gedeeld door $\pi$, dus de verlieshoek $\beta$. *a*) Direct na afschrikken van 720 °C; *b*) na verhitten gedurende 1 uur op 100 °C na het afschrikken; *c*) na verhitten gedurende 3 uur op 100 °C. Er treedt een aanzienlijke precipitatie op, die door mangaan zeer weinig wordt beïnvloed.

[3]) L. J. Dijkstra, Philips Res. Rep. **2**, 357-381, 1947.

[4]) Eenvoudigheidshalve hebben wij in deze en de beide volgende figuren de demping direct als functie van de temperatuur in °C uitgezet, hoewel het volgens het voorgaande misschien juister is om als abscis de reciproke waarde van de absolute temperatuur te kiezen. Als ordinaat is uitgezet de grootheid $\delta/\pi = \gamma/\omega = \beta$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



afschrikken van 720 °C (de krommen *a*) een scherp maximum in de demping bij ca 39 °C optreedt. Voor Fe + 0,5% Mn + 0,04%C (gestippelde kromme *a*) ligt het maximum bij dezelfde temperatuur als voor Fe + 0,04%C (getrokken kromme *a*). Ook de breedte van de dempingspiek is in beide gevallen dezelfde. Hieruit volgt alvast dat de diffusiesnelheid van koolstof in ijzer door mangaan niet wordt beïnvloed. De precipitatie werd voor de twee genoemde legeringen nagegaan door draden, na de zo juist beschreven dempingsmetingen, gedurende 1 uur op 100 °C te verhitten. De krommen *b* geven de waarden van $\delta/\pi$ na deze verhitting. De krommen *c* ten slotte geven het verloop van de demping na in totaal 3 uur verhitten op 100 °C. De resultaten laten zien dat 0,5% Mn de precipitatiesnelheid van koolstof niet noemenswaard verandert.

Terwijl 0,5% Mn dus geen invloed heeft op het gedrag van koolstof in ijzer, blijkt de invloed op het gedrag van stikstof (wederom in overeenstemming met de hardheidsmetingen) zeer groot te zijn. Men ziet dit uit *figuur 8*, waarvan het linkerdeel betrekking heeft op de legering Fe + 0,02% N en het rechterdeel op de legering Fe + 0,5% Mn + 0,02% N. Een verwarming gedurende drie uur op 100 °C leidt blijkens de linkerfiguur tot een precipitatie van meer dan de helft van de opgeloste stikstof in de mangaanvrije legering, maar blijkens de rechterfiguur tot nagenoeg geen precipitatie in de mangaanhoudende legering. Men leest uit de figuur echter nog meer belangrijke bijzonderheden af, die slaan op de ligging en de vorm van de dempingskromme. Door de toevoeging van 0,5% Mn blijkt het maximum te zijn verschoven van 25 °C naar 32 °C, terwijl de halfwaarde-breedte van de piek van 25 °C tot 36 °C blijkt te zijn toegenomen (indien we afzien van het kleine secundaire maximum bij 10 °C).

Het feit dat er na de toevoeging van mangaan nog steeds een dempingspiek optreedt, wil zeggen dat de stikstofatomen zich nog tussen de *x*-, *y*- en *z*-plaatsen heen en weer kunnen bewegen. De verbreding van de kromme echter betekent, dat er bij dit diffusieproces nu meer dan één relaxatietijd in het spel is. De verschuiving van het maximum van 25 °C naar 32 °C doet verder uitkomen dat na de toevoeging van mangaan, $\omega\tau$ pas bij een 7° hogere temperatuur de waarde 1 bereikt. Bij gelijkblijvende temperatuur is dus de gemiddelde relaxatietijd en daarmede ook de gemiddelde verblijftijd op een *x*-, *y*- of *z*-plaats vergroot. Al deze feiten leiden tot het volgende atomaire beeld.

Het is voor de stikstofatomen energetisch gunstiger om zich in een interstitie te bevinden waarin zij een mangaanatoom als naaste buur hebben („Mn-plaats") dan in een interstitie die door uitsluitend ijzeratomen wordt omgeven („Fe-plaats"). Het niet meer energetisch gelijkwaardig zijn van de interstitiële plaatsen leidt op natuurlijke wijze tot het optreden van verschillende relaxatietijden. Blijkens de resultaten der metingen kunnen de stikstofatomen wel sprongen rondom de mangaanatomen maken, maar zij kunnen deze atomen moeilijk verlaten. Precipitatie van nitride treedt niet

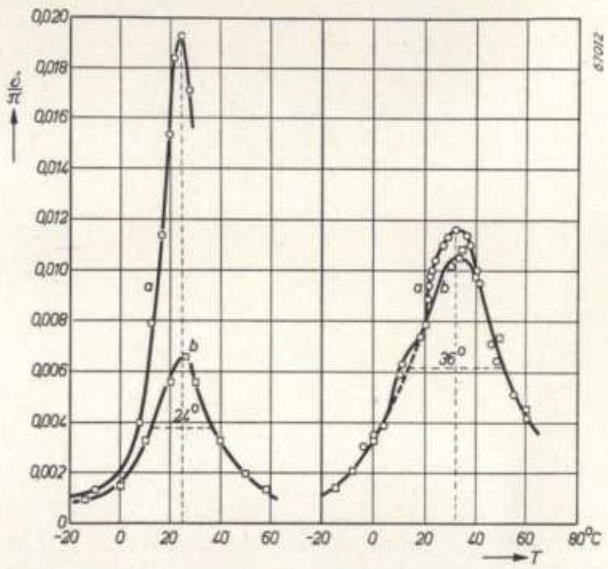


Fig. 8. Inwendige demping van ijzer met 0,02% stikstof (links) en van ijzer met 0,5% mangaan en 0,02% stikstof (rechts) als functie van de temperatuur. Als ordinaat is weer uitgezet $\delta/\pi = \beta$. *a*) Direct na afschrikken van 580 °C; *b*) na 3 uur verhitting op 100 °C na het afschrikken. De mangaanhoudende legering vertoont nagenoeg geen precipitatie, en geeft een verschoven en breder dempingsmaximum. De plaats van de maxima is door de verticale stippellijnen aangegeven.

met een merkbare snelheid op, doordat elk stikstofatoom dat zich aan een mangaanatoom ontworsteld heeft, weer spoedig door ditzelfde of een ander mangaanatoom wordt ingevangen. Bij elke temperatuur zal een bepaald evenwicht bestaan tussen bezette Fe-plaatsen en bezette Mn-plaatsen. In I zijn we reeds ingegaan op de mogelijke verklaring van dit gedrag van mangaan in stikstofhoudend ijzer. Wij memoreren daarom hier slechts dat de oorzaak moet worden gezocht in de betrekkelijk grote affiniteit die tussen mangaan en stikstof bestaat.

Ten slotte laat *figuur 9* zien, dat langdurig verhitten op 200 °C uiteindelijk toch nog tot de precipitatie van een groot gedeelte (ca $^1/_3$) van de stikstof leidt. Zelfs na 66 uur is de precipitatie echter nog pas tot stand gekomen in de vorm van een metastabiel nitride, waarschijnlijk de phase $Fe_{16}N_2$ (die ook uit

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



het werk van Jack, vgl. noot [13]) in I, bekend is). Dit nitride en het stabielere nitride $Fe_4N$ vormen zich onafhankelijk van elkaar, maar met zeer verschillende kiemvormingsnelheden. De moeilijkheden van kiemvorming zijn bij $Fe_4N$ zo groot, dat deze phase zich na 66 uur verwarmen op 200 °C nog niet in merkbare hoeveelheden gevormd heeft.

De resultaten van de dempingsexperimenten vormen, blijkens het voorgaande, enerzijds een fraaie bevestiging van de conclusies uit de hardheidsmetingen, die in I zijn beschreven, en leiden anderzijds tot een dieper inzicht in de atomaire processen die aan de verschijnselen ten grondslag liggen. Zij geven tevens een verklaring van het reeds in I geconstateerde, technisch zeer belangrijke feit, dat de precipitatie van stikstof in zuiver ijzer veel sneller verloopt dan in de technische ijzer- en staalsoorten (die steeds mangaan bevatten!). Op afschrikveroudering berustende verschijnselen kunnen in deze staalsoorten daardoor zelfs optreden na betrekkelijk langzaam koelen, doordat dit „langzame" koelen toch nog „snel" verloopt ten opzichte van de precipitatie.

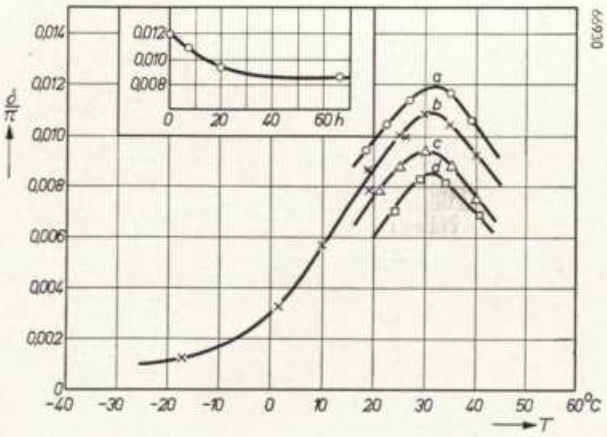


Fig. 9. IJzer met 0,5% mangaan en 0,02% stikstof vertoont wel precipitatie van de stikstof (in de vorm van een metastabiel nitride) als men het metaal na afschrikken langdurig verhit. *a*) Dempingskromme direct na afschrikken; *b*) na 7 uur verhitten op 200 °C; *c*) na 20 uur verhitten op 200 °C; *d*) na 66 uur verhitten op 200 °C. De inzet vertoont de daling van het maximum van de dempingskromme als gevolg van de temperatuurbehandeling.

**Samenvatting.** De bestudering bij verschillende temperaturen van de demping van een torsieslinger met een ophangdraad van ijzer of staal waarin een weinig koolstof of stikstof (al of niet in aanwezigheid van mangaan) is opgelost, leert ons iets over de mate waarin de opgeloste atomen precipiteren na afschrikken van het metaal. Besproken wordt, hoe de inwendige demping, die het gevolg is van het springen der opgeloste atomen van de ene tussenroosterplaats in het kristalrooster naar de andere, de amplitude der torsieslingeringen exponentieel doet uitsterven. De mate van demping hangt bij een bepaalde frequentie af van de diffusiesnelheid der atomen, en daardoor van de temperatuur, en wel vertoont het logarithmisch decrement als functie van de temperatuur een maximum bij een zeer bepaalde temperatuur. De hoogte van dit maximum is direct evenredig met de hoeveelheid opgeloste atomen, en zal dus kleiner worden naarmate er meer precipitatie plaats heeft gevonden. In overeenstemming met de conclusies uit hardheidsmetingen die in het voorafgaande artikel zijn besproken, blijkt mangaan op de precipitatie van koolstof in koolstofhoudend ijzer na het afschrikken geen invloed te hebben, terwijl de precipitatie van stikstof in stikstofhoudend ijzer door mangaan zeer sterk wordt geremd, zo sterk dat zelfs na 66 uur verhitten op 200 °C (na afschrikken) slechts ongeveer $^1/_3$ van de stikstof in de vorm van een (metastabiel) nitride is geprecipiteerd. De dempingsexperimenten geven uitsluitsel over de atomaire processen die hieraan ten grondslag liggen.

**Rectificatie.** Op blz. 99 van deze jaargang van het Philips techn. T. (No. 4-5), linkerkolom, regel 6 van onderen, leze men voor de geboortedatum van Dr Ir G. L. F. Philips: 9 October, in plaats van 10 September.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!